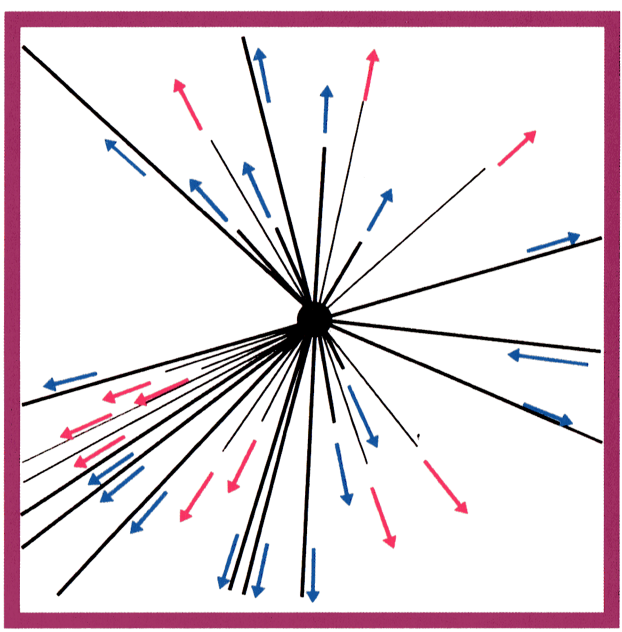
ENCYCLOPÉDIES D'AUJOURD'HUI

ATLAS
DE LA
PHYSIQUE ATOMIQUE ET NUCLÉAIRE

Bernhard Bröcker



La Pochothèque

Dans Le Livre de Poche :

Atlas de l'écologie
Atlas de la philosophie
Atlas de la biologie
Atlas de l'astronomie
Atlas de la psychologie
Atlas des mathématiques
Atlas de la physique
Atlas de la chimie

ENCYCLOPÉDIES D'AUJOURD'HUI

Bernhard Bröcker

ATLAS
DE LA
PHYSIQUE ATOMIQUE
ET
NUCLÉAIRE

Conception graphique de Christa Gebhardt
et John Henry Wegener

La Pochothèque
LE LIVRE DE POCHE

La version française de ce livre, revue et mise à jour, a été réalisée par Martine Meslé-Gribenski, agrégée de sciences physiques, Philippe Morin, agrégé de sciences physiques, et Michèle Sénéchal-Couvercelle, docteur ès sciences, ingénieur en génie atomique et coordinatrice de l'ouvrage. La traduction est de Claudine Morin.

Titre original : dtv-Atlas Atomphysik
© 1976, 1997, Deutscher Taschenbuch Verlag, Munich, Allemagne.
© Librairie Générale Française, 2001, pour la traduction et l'adaptation françaises.

AVANT-PROPOS

Cet *Atlas de la physique atomique et nucléaire* est la version française du livre de poche allemand *Atlas Atomphysik.*

Les domaines fondamentaux de la physique atomique et nucléaire y sont traités de manière progressive, depuis les données de base indispensables jusqu'aux derniers apports de la recherche.

Aussi cet ouvrage s'adresse-t-il autant à l'esprit curieux qu'aux lycéens, étudiants, ingénieurs, techniciens et chercheurs.

La présentation matérielle est celle de la série *Atlas*: les illustrations, en page gauche et en couleurs, facilitent la compréhension du texte en regard, grâce à des exemples clairs et à d'habiles synthèses.

En fin de volume, un index des noms et des notions optimise la consultation ponctuelle de l'ouvrage.

On trouvera également une table des nucléides, une liste des symboles, constantes et abréviations les plus souvent utilisés au cours de l'ouvrage.

Sommaire

Avant-Propos 5

Liste des symboles et abréviations 8-9

Premières découvertes
Atomes et molécules, éléments constitutifs de la matière 10
Charge électrique élémentaire. Électrons et ions 12
Rayonnement électromagnétique 14

Théorie des quanta
Ondes et particules 16
Mécanique quantique I 18
Mécanique quantique II 20
Solutions de l'équation de Schödinger 22
Principe de Pauli 24
Statistiques 26
Électrodynamique quantique 28

Nuage électronique de l'atome et molécule
Modèle de Bohr de l'atome d'hydrogène 30
Absorption et émission de rayonnement 32
Classification périodique des éléments 34
Principe de construction de la classification périodique 36
Spectres des alcalins 38
Atomes à plusieurs électrons 40
Spectres de rayons X 42
Propriétés magnétiques de l'atome 44
Molécules 46
Spectres moléculaires 48
Cristaux 50
États des électrons dans les cristaux 52
Laser et maser 54

Méthodes de mesure
Mesures des énergies d'excitation 56
Spectromètre optique 58
Interféromètre 60
Spectroscopie des rayons X 62
Spectroscopie des hautes fréquences 64
Étude aux rayons X des structures cristallines; effet Raman 66

Physique nucléaire
Propriétés du noyau atomique 68
Spin et moment magnétique 70
Énergie de liaison 72
Forces nucléaires 74
Radioactivité 76
Désintégration alpha 78
Désintégration bêta I 80
Désintégration bêta II 82
Parité 84
Expériences sur la violation de la parité 86
Émission gamma I 88
Émission gamma II 90
Réactions nucléaires I 92
Réactions nucléaires II 94
Fission atomique 96

Modèles nucléaires
Modèles en couches I 98
Modèles en couches II 100
Modèle collectif 102
Modèle du noyau optique 104
Modèle du gaz de Fermi 106
Deutéron 108

Particules élémentaires
Catégories et propriétés I 110
Catégories et propriétés II 112
Lois de conservation et invariances I 114
Lois de conservation et invariances II 116
Lois de conservation et invariances III 118
Résonances et quarks 120
Antiparticules 122

Interaction
Particules chargées avec la matière 124
Électrons avec la matière 126
Particules chargées à haute énergie 128
Rayonnement électromagnétique avec la matière I 130
Rayonnement électromagnétique avec la matière II 132
Neutrons avec la matière 134
Diffusion cohérente des neutrons 136

Détecteurs
Détecteurs de rayonnement 138
Chambres d'ionisation 140
Compteurs proportionnels 142
Compteurs d'émission de particules 144
Compteurs à scintillation I 146
Compteurs à scintillation II 148
Détecteurs à semi-conducteurs 150
Détecteurs Cerenkov 152
Détecteurs électriques 154
Technique de coïncidence 156
Détecteurs gamma 158
Effet Mössbauer 160
Détecteurs de neutrons I 162
Détecteurs de neutrons II 164
Spectroscopie de neutrons 166
Spectromètres magnétiques 168
Spectromètres de masse 170
Détecteurs de particules I 172
Détecteurs de particules II 174
Détecteurs de particules III 176

Sources
Sources naturelles de rayonnement : principe d'un accélérateur 178
Sources d'électrons et d'ions 180
Accélérateurs à tension continue 182
Accélérateurs linéaires I 184
Accélérateurs linéaires II 186
Accélérateurs circulaires : bêtatron 188
Cyclotron I 190
Cyclotron II 192
Synchrocyclotron 194
Synchrotron I 196
Synchrotron II 198
Nouvelles générations d'accélérateurs 200

Réacteurs
Propriétés et éléments fondamentaux 202
Formules à quatre facteurs 204
Ralentissement et diffusion des neutrons I 206
Ralentissement et diffusion des neutrons II 208
Ralentissement et diffusion des neutrons III 210
Volume critique 212
Réacteurs hétérogènes 214
Dynamique du réacteur 216
Pilotage du réacteur 218
Réacteurs de recherche 220
Réacteurs de puissance 222
Surrégénérateurs 224

Réactions thermonucléaires I 226
Réactions thermonucléaires II 228

Bombes atomiques 230

Radioprotection 232

Cartes des nucléides 234

Table des isotopes 238

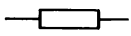
Constantes 250

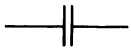
Index 251

Liste des symboles et abréviations

Vous trouverez ci-dessous les symboles et les abréviations utilisés dans ce livre, tels qu'ils sont d'usage courant dans la littérature. Il est inévitable que certaines lettres soient communes pour la désignation de différentes grandeurs physiques : leur signification particulière se dégage alors du contexte. Les abréviations spéciales qui ne sont employées que pour certaines formules ne sont pas mentionnées ici : elles seront expliquées aux endroits où elles apparaîtront dans l'ouvrage.

Symboles électriques

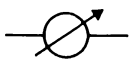

résistance


condensateur

diode

bobine

batterie


instrument à cadran

prise de terre

amplificateur

signal linéaire

signal rapide

signal logique

haute tension

Abréviations pour les mesures

a	année
A	ampère
Å	angström
b	barn
Bq	becquerel
C	coulomb
Ci	curie
d	jour
eV	électronvolt
F	farad
g	gramme
Gy	gray
h	heure
Hz	hertz
J	joule
K	kelvin
m	mètre
min	minute
mol	mole
N	newton
R	röntgen
rd	rad
s	seconde
Sv	sievert
T	tesla
V	volt
W	watt
Ω	ohm

Préfixes : puissances de dix multiplicatrices pour les unités de mesure

T	téra	$= 10^{12}$	d	déci	$= 10^{-1}$
G	giga	$= 10^{9}$	c	centi	$= 10^{-2}$
M	méga	$= 10^{6}$	m	milli	$= 10^{-3}$
k	kilo	$= 10^{3}$	μ	micro	$= 10^{-6}$
h	hecto	$= 10^{2}$	n	nano	$= 10^{-9}$
da	déca	$= 10$	p	pico	$= 10^{-12}$

Symboles utilisés dans cet ouvrage

A nombre de masse
a distance des atomes dans un réseau cristallin
B champ magnétique
b largeur d'une fente
b distance des atomes dans un réseau cristallin
C capacité
c vitesse de la lumière
c distance des atomes dans un réseau cristallin
d distance entre deux plans réticulaires
d épaisseur
E champ électrique
E énergie
e charge électrique élémentaire
e base des logarithmes naturels
F force
F constante de FARADAY
F fonction de FERMI
H hamiltonien
H champ magnétique
h quantum d'action de PLANCK
h indice de MILLER
I intensité d'une source
I spin nucléaire
I moment d'inertie
J moment cinétique
k constante de BOLTZMANN
k indice de MILLER
k nombre d'onde circulaire
L lagrangien
L moment cinétique orbital
l indice de MILLER
l nombre quantique orbital
M aimantation
m nombre quantique magnétique
m masse
m_e masse de l'électron
m_p masse du proton
m_0 masse au repos
N nombre de neutrons
n indice de réfraction
n nombre quantique principal
n nombre
N_A nombre d'AVOGADRO
p quantité de mouvement
p, P pression
Q chaleur de réaction
q charge
R résistance
R constante universelle des gaz parfaits
R constante de RYDBERG
r rayon, distance
S entropie
S spin
s nombre quantique de spin
s étrangeté
T température
T énergie cinétique
T isospin
T_z isospin dans la direction z
t temps
U potentiel
V volume
V énergie potentielle
v vitesse
v valence
w probabilité de présence
x coordonnée cartésienne
y coordonnée cartésienne
z coordonnée cartésienne
Z numéro atomique

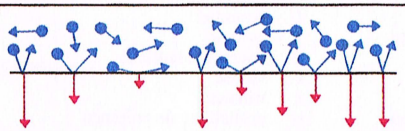
β rapport entre la vitesse d'une particule et celle de la lumière
γ rapport gyromagnétique
θ angle de diffusion
λ longueur d'onde
μ_e moment magnétique de l'électron
ν fréquence
$\bar{\nu}$ nombre d'onde
ν_L fréquence de LARMOR
π parité
ρ masse volumique
ρ rayon
Σ section efficace macroscopique
σ section efficace nucléaire
τ période
τ durée de vie
Φ flux magnétique
Φ flux de neutrons
ϕ angle
χ susceptibilité
ψ fonction d'onde
Ω angle solide
ω pulsation

A

$2\,g\,H_2 + 16\,g\,O_2 \rightarrow 18\,g\,H_2O$ $\qquad$ $2\,g\,H_2 + 32\,g\,O_2 \rightarrow 34\,g\,H_2O_2$

$2\;H_2 + \;\;O_2 \rightarrow 2\;H_2O$ $\qquad$ $2\;H_2 + 2\;O_2 \rightarrow 2\;H_2O_2$

Loi des proportions multiples

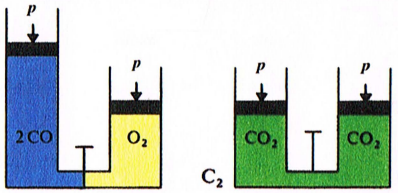


B

molécules gazeuses en mouvement

forces agissant sur la paroi

Interprétation de la pression gazeuse par l'échange de la quantité de mouvement des molécules en mouvement lors de leurs chocs supposés élastiques sur une paroi

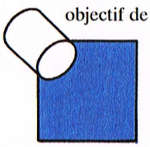


C1 C2

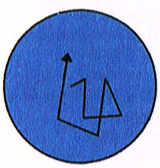
p : pression

Ce schéma ne sert qu'à montrer les volumes gazeux. En réalité, l'expérience est plus compliquée : CO et O_2 réagissent de manière explosive.

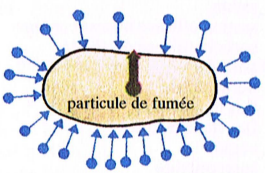
Vérification de la loi d'Avogadro



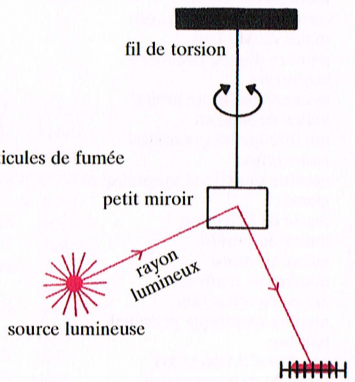
D1 Chambre remplie d'air contenant des particules de fumée



D2 Trajectoire d'une particule de fumée



D3 Origine du mouvement brownien



E

Une mesure du nombre d'Avogadro

À cause du mouvement brownien, le miroir donne une petite tache dont l'étendue dépend du rapport entre les tailles des molécules et du miroir.

Mouvement brownien

La matière que nous connaissons est faite d'**atomes**. L'atome est la plus petite partie d'un **élément chimique** qui en possède encore les propriétés. Les composants de l'atome, que l'on sait aujourd'hui isoler par des méthodes physiques, se distinguent radicalement de l'atome lui-même ; les différents atomes sont d'ailleurs faits des mêmes éléments.

Loi des proportions multiples

En 1800, DALTON établit que le rapport des masses des éléments qui s'assemblent pour former un composé chimique est constant. Par exemple, dans l'eau, les masses d'oxygène et d'hydrogène sont dans le rapport 8/1. Si deux éléments forment plusieurs composés, les rapports des masses sont des multiples entiers d'une même quantité : ainsi l'oxygène et l'hydrogène peuvent s'unir pour donner un autre composé que l'eau, le peroxyde d'hydrogène, le quotient des masses étant 16/1. C'est la « loi des proportions multiples », qui s'interprète ainsi : les éléments sont composés d'atomes ; lorsqu'un atome d'un élément s'unit à un ou plusieurs atomes d'un autre, il se forme une **molécule**, la plus petite partie d'un composé chimique.

Masse atomique

On peut déduire les masses des atomes relativement les uns par rapport aux autres d'après le quotient des masses qui interviennent dans l'expérience.
Actuellement, l'unité de masse atomique vaut 1/12 de la masse de l'isotope 12 de l'atome de carbone. On appelle **masse atomique** le rapport entre la masse d'un atome et cette unité.
On définit de même la **masse moléculaire** comme le rapport entre la masse d'une molécule d'un composé chimique et celle de 1/12 de l'atome de carbone 12.
La quantité d'un composé chimique qui contient exactement autant de molécules qu'il y a d'atomes de carbone dans 12 g de carbone 12 s'appelle la **mole**. Le nombre de molécules dans une mole est le **nombre d'Avogadro** :

$$N_A = 6{,}022\,045 \cdot 10^{23}$$

Une mole d'un composé pèse le nombre de grammes indiqué par sa masse moléculaire.

Théorie cinétique des gaz

La théorie cinétique des gaz fournit une autre preuve de l'existence des molécules et des atomes en tant que particules isolées. La loi d'Avogadro énonce que des volumes égaux de gaz parfaits différents, pris dans les mêmes conditions de température et de pression, contiennent le même nombre de molécules, quelle que soit la nature du composé chimique. Cette loi est prouvée par le constat suivant : deux gaz ne peuvent se lier complètement, sans laisser de résidu, que si leurs volumes avant la réaction conservent le rapport des atomes d'origine dans la molécule du nouveau composé.
Dans les conditions standard (0° C, 1 atm.), une mole de gaz parfait occupe le volume de 22,4 L.
La théorie cinétique des gaz interprète la pression par l'échange de la quantité de mouvement des molécules au cours de leurs chocs sur la paroi du récipient. Si, dans un récipient de volume V, N particules se déplacent très irrégulièrement avec la vitesse c, elles exercent sur la paroi une force par unité de surface :

$$p = \frac{N}{V}\,\frac{mc^2}{3}$$

p est la pression, m la masse des particules. D'après l'équation d'état des gaz parfaits, on a pour une mole de n'importe quel gaz :

$$p \cdot V = R \cdot T$$

Le produit de la pression par le volume est proportionnel à la température absolue, T. La constante de proportionnalité est la constante des gaz parfaits :

$$R = 8{,}314\ \mathrm{J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}}$$

On peut expliquer cette loi par la théorie cinétique des gaz : chaque molécule possède l'énergie cinétique d'agitation thermique

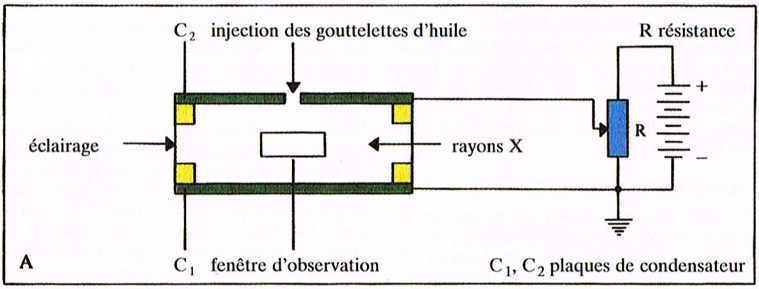
$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2}\,k\,T$$

et $R = k \cdot N$, puisqu'il y a N molécules dans une mole ; k est la **constante de Boltzmann**

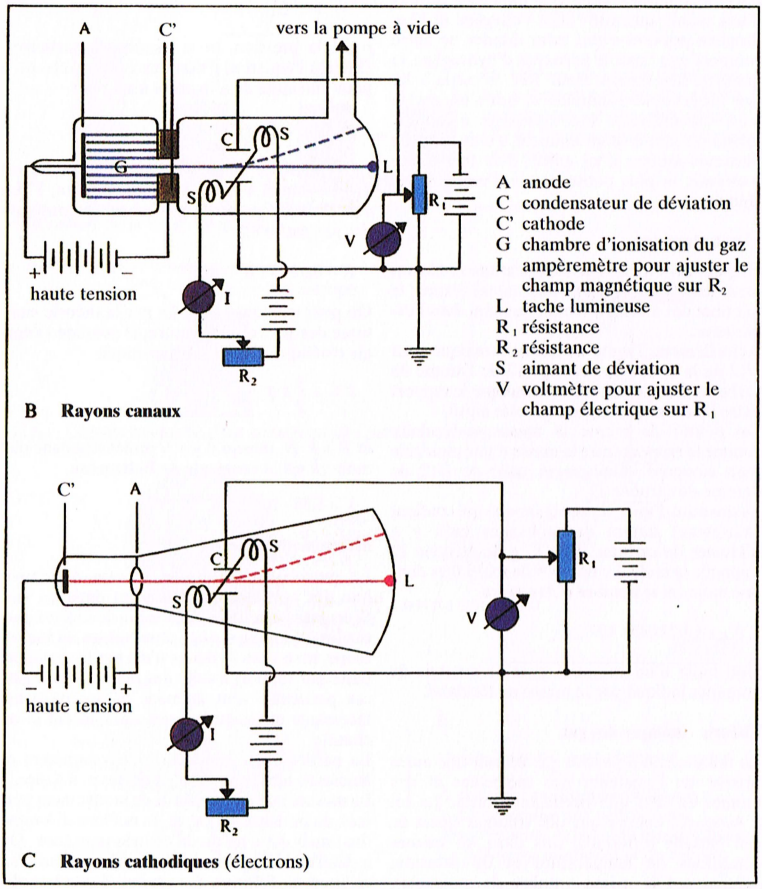
$$k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}\ \mathrm{J \cdot K^{-1}}$$

Mouvement brownien

Le mouvement brownien montre nettement que des particules se déplacent dans un gaz. Si un gaz contient en suspension de légères particules de fumée encore observables au microscope, mais dont la masse n'est pas trop importante par rapport à celle des molécules du gaz, ces particules sont animées de mouvements incessants et irréguliers qui s'amplifient si on chauffe.
La particule est heurtée très fréquemment et lancée en tous sens par le choc des molécules.
La mesure de l'amplitude de ce mouvement permet, en principe, un calcul du nombre d'Avogadro ; mais cette méthode est très imprécise. On a déterminé N_A avec bien plus de précision en utilisant la **diffusion des rayons X par les cristaux** ou des **mesures électrolytiques**.



Représentation schématique de l'expérience de Millikan



Mesure de *e/m*

Électrolyse: si l'on établit une tension entre deux électrodes plongées dans une solution saline, le sel dissous se décompose : les **anions** se déposent sur l'**anode** (pôle positif), et les **cations** sur la cathode (pôle négatif). Ainsi, pour le sel de cuisine NaCl, le chlore se dirige vers l'anode et le sodium vers la cathode. Si on fait passer la même charge électrique dans différentes solutions salines contenant des **ions** monovalents, on observe que la masse du métal déposé sur la cathode est proportionnelle à sa masse atomique. Pour les ions polyvalents, les masses sont divisées par la **valence** v. La charge électrique ne peut être portée que par les ions : on en déduit qu'une mole de matière transporte exactement v fois une charge constante F. Cette constante est :

$$F = 96\,486{,}7\ \mathrm{C \cdot mol^{-1}}$$

Une mole contient N_A ions ; la quantité d'électricité portée par un ion monovalent est donc :

$$e = \frac{F}{N_A} = 1{,}602 \cdot 10^{-19}\ \mathrm{C}$$

e, **charge électrique élémentaire**, est la plus petite charge possible.

Expérience de Millikan

MILLIKAN prouva par sa célèbre expérience que e n'est pas seulement une valeur moyenne. On pulvérise entre les deux plaques d'un condensateur plan, disposées horizontalement, de minuscules gouttelettes d'huile (diamètre de l'ordre de 0,01 mm), qui, en l'absence de champ électrique, sont soumises à trois forces verticales :
- le poids dirigé vers le bas ;
- deux forces dirigées vers le haut : la poussée d'Archimède due à l'air, et la force de frottement.

Elles prennent un mouvement uniforme vers le bas ; la mesure de la vitesse permet de calculer leur rayon.
On applique alors un champ électrique E dirigé vers le bas et on fait passer les gouttes devant une source de rayons X qui ionise l'air autour d'elles : elles prennent la charge q et subissent une force verticale

$$F = q\,E$$

La nouvelle vitesse limite est dirigée vers le haut, on peut l'annuler en réglant la tension ; à chaque valeur de celle-ci correspond une valeur de la charge, qui est négative ; sa valeur absolue est toujours un multiple entier d'une même valeur, la charge élémentaire. En passant devant la source X, les gouttes fixent un certain nombre d'électrons, d'où leur charge.

Rayons canaux

On peut produire des **ions libres** sous forme de **rayons canaux** : dans l'espace entre l'anode et la cathode d'un tube se trouve un gaz raréfié. La cathode est percée, de telle sorte que les particules positives qui se forment entre les électrodes puissent la traverser et pénétrer dans l'espace qui se trouve derrière elle et où règne un vide poussé. Le verre de l'extrémité du tube est rendu luminescent par l'impact des ions. On peut déterminer le rapport de la **charge** à la **masse** de ces ions en utilisant la **déviation par des champs électrique et magnétique**.
Connaissant la charge élémentaire, on peut déduire la masse des particules, qui, pour les rayons canaux, sont des ions positifs portant une ou plusieurs charges. On trouve ainsi pour l'ion H^+ ou l'atome d'hydrogène (comme on le verra plus bas, la masse de l'électron est négligeable devant les deux) :

$$m_H = 1{,}673\,3 \cdot 10^{-24}\ \mathrm{g}$$

Électrons libres

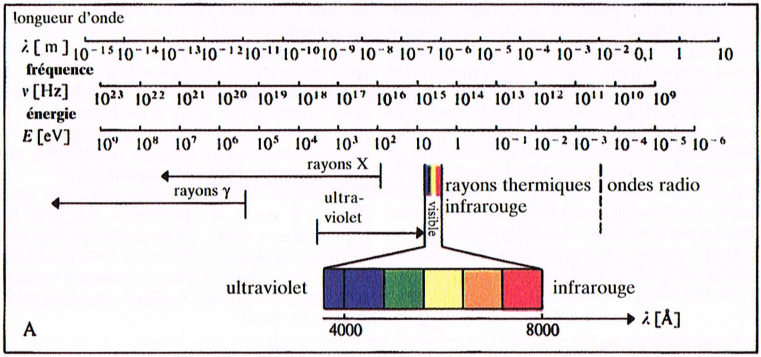
Une expérience analogue donne un tout autre résultat : dans un tube où on a fait le vide, la cathode est un **fil de métal chauffé** et l'anode est percée. L'action des mêmes champs électrique et magnétique donne :

$$\frac{e}{m} = 1{,}758\,9 \cdot 10^{8}\ \mathrm{C \cdot g^{-1}}$$

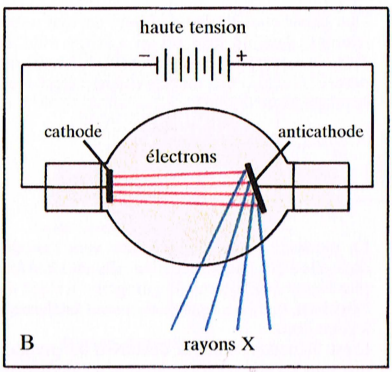
ou

$$m = 9{,}108 \cdot 10^{-28}\ \mathrm{g}$$

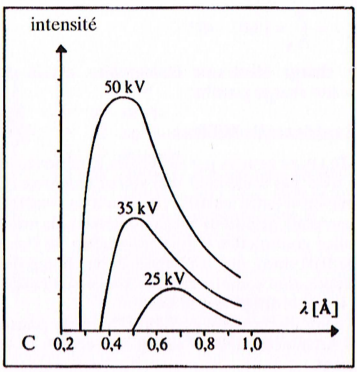
La particule étudiée se déplace vers l'anode, donc elle a une charge négative ; elle est 1 836 fois plus légère que l'atome d'hydrogène : il s'agit de l'**électron**, que l'on peut ainsi obtenir facilement à l'état libre.
C'est RUTHERFORD qui découvrit le premier que tous les atomes se composent d'électrons et d'un noyau positif très petit, où se trouve concentrée presque toute la masse de l'atome. Il fit passer des **particules alpha (ions hélium** comportant deux charges positives) à travers des feuilles d'or et mesura les **angles de diffusion**. Il trouva que les particules alpha pénètrent des milliers d'atomes en général sans déviation ; un petit nombre d'entre elles sont diffusées sous un angle plus ou moins grand (voir *Atlas de la chimie*, p. 18). Il en conclut que toute la charge positive de l'atome est concentrée dans une région de très petites dimensions (diamètre de l'ordre de 10^{-12} cm), le noyau, alors que la distance moyenne entre atomes est de l'ordre de 10^{-8} cm. Autour des noyaux gravitent les électrons, en nombre tel que la charge totale de l'atome soit nulle. Il apparaît un ion positif, comme dans les rayons canaux, quand l'atome perd un électron.
En physique moderne, la mécanique quantique permet d'établir un modèle plus conforme à la réalité que celui de RUTHERFORD.



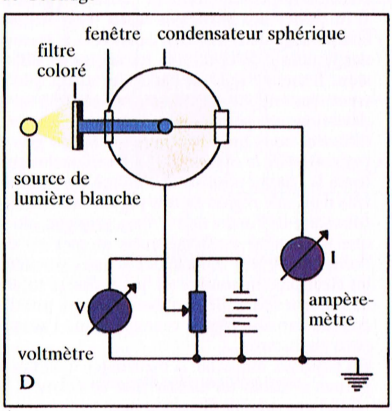
Spectre du rayonnement électromagnétique



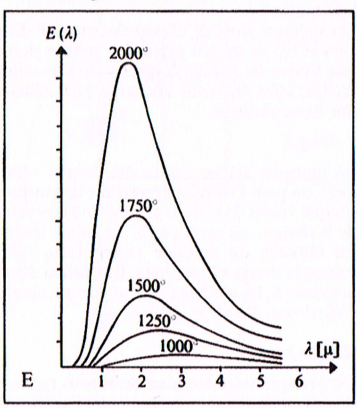
Production des rayons X dans un tube de Coolidge



Spectre continu des rayons X du côté des courtes longueurs d'onde



Étude de l'effet photoélectrique



Loi du rayonnement de Planck

L'expression **rayonnement électromagnétique** désigne l'ensemble des vibrations qui vont des **ondes radio** les plus longues jusqu'aux ondes les plus courtes connues, les **rayons** γ. Elles accompagnent toujours le déplacement des charges électriques, et nous renseignent sur ce qui se passe à l'intérieur de l'atome: en effet, ses constituants, électrons et noyau, sont des particules chargées, liées ensemble par des champs électromagnétiques.

Lumière

La lumière est une petite partie des ondes électromagnétiques. Les longueurs d'onde de la lumière visible sont comprises entre $4 \cdot 10^{-7}$ et $8 \cdot 10^{-7}$ m, ou entre 4 000 et 8 000 Å (l'angström, abrégé Å, est une unité souvent employée pour les longueurs d'onde lumineuses; $1 \text{ Å} = 10^{-10}$ m). La couleur de la lumière à ondes courtes est perçue comme bleue, celle des ondes longues comme rouge; entre les deux se trouvent les autres couleurs. La lumière blanche comprend plusieurs lumières visibles. Les deux extrémités du spectre visible sont prolongées par la « lumière invisible »: au-delà du rouge se trouvent les rayons infrarouges et les rayons thermiques, qui transportent de la chaleur; du côté des courtes longueurs d'onde, c'est le rayonnement ultraviolet, détectable avec des appareils optiques spéciaux et qui impressionne les pellicules photo.

Rayonnement X

Il apparaît si on bombarde un métal avec des électrons rapides. Un tube à rayons X (tube de Coolidge) comprend, face à la cathode, un disque de métal, l'anticathode, sur laquelle les électrons, accélérés par une tension de 100 kV environ, sont freinés. Les rayons X noircissent les pellicules photo et rendent luminescents certains matériaux cristallins comme le sulfure de zinc, ce qui permet de les détecter.

Rayonnement gamma

Les rayons gamma (γ) apparaissent lors de la désintégration radioactive et lors des réactions entre les noyaux atomiques: leur étude constitue l'un des outils les plus précieux en physique nucléaire.

Quanta de rayonnement

De même que la matière se compose de petites unités indivisibles, le rayonnement électromagnétique est formé de quanta discontinus: PLANCK interpréta ainsi le **rayonnement du corps noir**.

Le spectre d'émission d'un corps noir présente un maximum qui se déplace vers les courtes longueurs d'onde lorsque la température augmente. Ce fait s'explique seulement si on suppose que l'onde associée, de fréquence ν, transporte l'énergie $E = h \cdot \nu$; h est une constante universelle qui joue un rôle capital en mécanique quantique:

$$h = 6{,}626\,196 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

h a la dimension d'une action (produit d'une énergie par un temps): c'est le quantum d'action de Planck.

En introduisant cette hypothèse dans l'expression de l'équilibre thermique entre matière et rayonnement, on obtient la loi de rayonnement de Planck:

$$E_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

E_ν est l'énergie rayonnée à la fréquence ν. Un quantum correspondant à un rayonnement en ondes courtes transporte beaucoup d'énergie: on dit que ce rayonnement est énergétique. Les quanta de rayonnement peuvent aussi être considérés comme des particules, les **photons**; l'unité d'énergie utilisée en général pour les photons est l'**électronvolt (eV)**, c'est l'énergie acquise par une charge élémentaire quand elle est accélérée par une différence de potentiel de 1 V ($1 \text{ eV} = 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ J).

Spectres continus de rayons X

Le spectre continu des rayons X émis par une anticathode présente un seuil du côté des courtes longueurs d'onde, ce qui s'explique ainsi: les électrons incidents ne peuvent pas transformer plus d'énergie en photons X qu'ils n'en avaient gagné en étant accélérés par la tension U. La longueur d'onde minimale, correspondant à la fréquence ν_m, est:

$$\lambda_m = \frac{c}{\nu_m} = \frac{hc}{eU} = \frac{12{,}345}{U} \text{ Å} \qquad (U \text{ en kV})$$

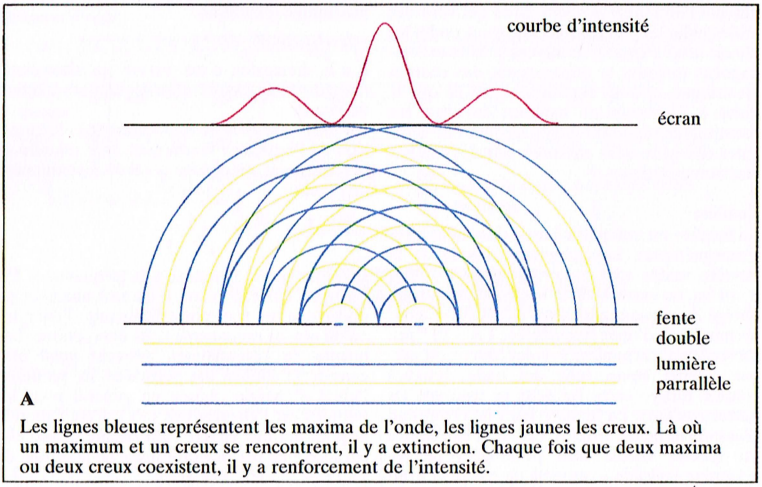
Cette propriété, indépendante du matériau constituant l'anticathode, montre bien la nature quantique du rayonnement électromagnétique.

Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique, qu'EINSTEIN fut le premier à interpréter, constitue une preuve de la nature quantique de la lumière visible et *UV*: une surface métallique qui reçoit une lumière à ondes courtes émet des électrons dont l'énergie cinétique E_c, indépendante de l'intensité de la lumière, dépend de sa couleur, donc de sa fréquence; le nombre d'électrons, donc le courant, dépend de l'intensité lumineuse. On mesure E_c en freinant les électrons avec le champ électrique d'un condensateur sphérique. Si la tension U aux bornes de celui-ci est au moins égale au rapport entre l'énergie des électrons et la charge élémentaire, $U \geq U_0 = \frac{E_c[\text{eV}]}{e}$, aucun électron ne peut parvenir sur la sphère externe et le courant ne passe pas. On trouve ainsi:

$$e \cdot U_0 = h \cdot \nu - W$$

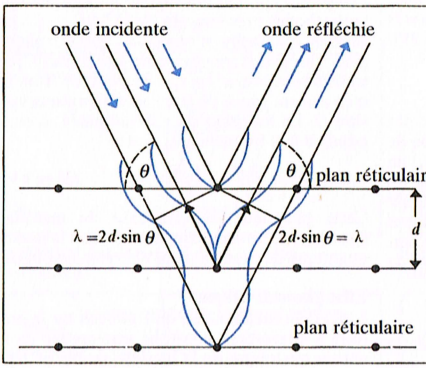
W est le *travail d'extraction* du métal.



A

Les lignes bleues représentent les maxima de l'onde, les lignes jaunes les creux. Là où un maximum et un creux se rencontrent, il y a extinction. Chaque fois que deux maxima ou deux creux coexistent, il y a renforcement de l'intensité.

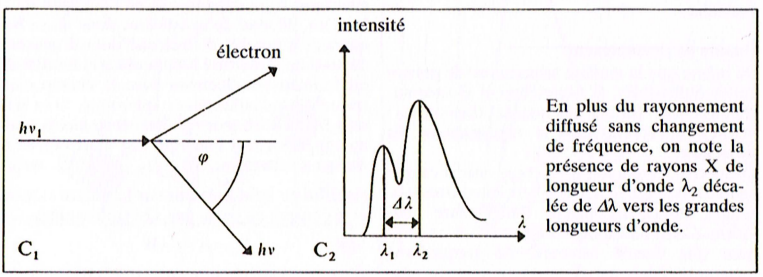
Diffraction par une fente double



B

Les ondes réfléchies sur tous les atomes ne sont en phase avec l'onde incidente que si celle-ci fait avec les plans réticulaires l'angle θ tel que : $2\,d \sin\theta = k\,\lambda$ (k est un entier quelconque).

Démonstration de la formule de Bragg



En plus du rayonnement diffusé sans changement de fréquence, on note la présence de rayons X de longueur d'onde λ_2 décalée de $\Delta\lambda$ vers les grandes longueurs d'onde.

Effet Compton

Diffraction des ondes électromagnétiques

La nature ondulatoire du rayonnement électromagnétique est prouvée par de nombreuses expériences ; la plus claire est celle des interférences lumineuses des fentes d'Young. On fait arriver un faisceau parallèle (onde plane) normalement à un écran percé de deux fentes fines, et on observe la répartition d'intensité sur un écran placé derrière. Lorsque l'une des fentes est fermée, l'autre donne une tache de diffraction (voir p. 18) ; quand les deux fentes sont ouvertes, on voit des franges d'interférence : l'intensité recueillie n'est pas la somme des deux premières. Ce sont les *amplitudes* des composantes électriques ou magnétiques de la lumière qui s'additionnent, et non les *intensités*, proportionnelles aux carrés des amplitudes.

C'est aussi grâce à la diffraction que VON LAUE prouva la nature ondulatoire des rayons X : dans un cristal, les atomes, dont la distance est de l'ordre de la longueur d'onde λ, sont disposés selon un réseau tridimensionnel. Chaque atome qui reçoit des rayons X les réfléchit selon les lois de l'optique géométrique ; les ondes réfléchies par deux plans réticulaires (plans dans lesquels les atomes sont disposés dans le cristal) voisins, distants de d, sont en phase si l'onde incidente satisfait à la relation de Bragg :

$$2\,d \sin\theta = k\,\lambda$$

θ est l'angle du rayon incident avec la surface ; k est un nombre entier quelconque. Il est ainsi possible de mesurer avec précision les longueurs d'onde des rayons X, à l'aide de cristaux dont les distances d sont connues ; on peut aussi, inversement, analyser la construction du réseau si λ est connu avec précision.

Effet Compton

Mais le rayonnement électromagnétique peut aussi avoir un comportement de particule, comme dans l'effet Compton. Si l'on fait tomber des rayons X durs (à ondes courtes), de longueur d'onde λ_1 sur un solide et que l'on mesure la longueur d'onde du rayonnement diffusé en fonction de l'angle de diffusion, on observe, à côté de λ_1, une autre longueur d'onde λ_2 supérieure à λ_1. La différence $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ croît avec l'angle de diffusion.

On explique facilement ce résultat en admettant que les rayons X sont des photons, particules d'énergie $E = h \cdot \nu$ et de quantité de mouvement $p = \dfrac{h}{\lambda}$; h est la constante de Planck et ν la fréquence du rayonnement X. Fréquence et longueur d'onde sont liées par la relation $\nu = \dfrac{c}{\lambda}$ (c est la vitesse de la lumière).

En écrivant que l'énergie et la quantité de mouvement de l'électron heurté (considéré comme libre et au repos, car son énergie de liaison est négligeable devant $h\nu$) et du photon X se conservent, on trouve pour le déplacement en longueur d'onde :

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c}\,(1 - \cos\theta)$$

m_e est la masse de l'électron et θ l'angle de diffusion. $\Delta\lambda$ est indépendant de la longueur d'onde de la lumière rayonnée ; il ne dépend que de l'angle de diffusion. On appelle *longueur d'onde de Compton* de l'électron la quantité $\dfrac{h}{m_e c}$, qui vaut $2{,}43 \cdot 10^{-12}$ m ; elle est si petite que l'effet Compton s'observe seulement avec des rayons X durs et des rayons γ.

Le rayonnement électromagnétique n'est donc ni onde ni particule, mais peut apparaître, selon les conditions, sous l'une ou l'autre forme : elles sont *complémentaires*.

Diffraction des électrons

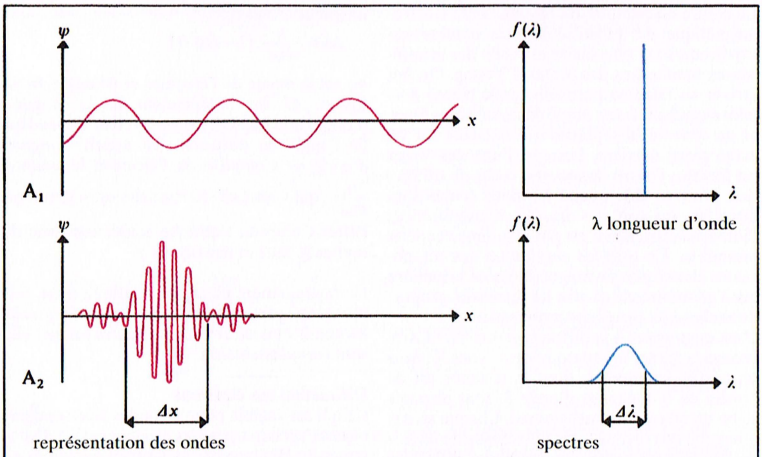
Ce qui est valable pour les ondes électromagnétiques l'est aussi pour les électrons : C. J. DAVISSON et L. H. GERMER, expérimentant sur la diffusion superficielle des électrons par le nickel, découvrirent par hasard qu'un cristal de ce métal produisait, pour le faisceau diffusé, de forts maxima dans certaines directions ; l'expérience, refaite avec un pinceau d'électrons ayant tous la vitesse v, donne une image identique à celle obtenue avec la diffraction des rayons X en attribuant à l'électron une longueur d'onde $\lambda = \dfrac{h}{m_e v}$. On peut donc mesurer les distances des atomes dans les cristaux aussi avec des électrons pour lesquels la relation de Bragg est valable ; la longueur d'onde dépend de la tension accélératrice U selon la relation :

$$\lambda = \sqrt{\frac{150{,}5}{U}} \cdot 10^{-10}\ \text{m}\ (U \text{ en V})$$

Depuis que l'on dispose de réacteurs fournissant des *faisceaux de neutrons* intenses, on peut aussi faire la même expérience avec des neutrons. On trouve la même relation entre quantité de mouvement et longueur d'onde pour toutes les particules : ces ondes associées aux particules sont les ondes de de Broglie.

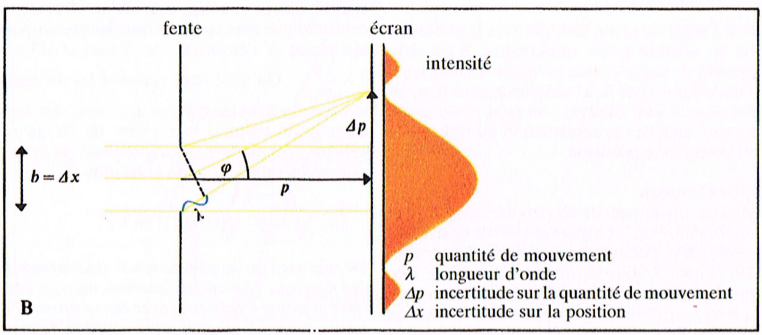
Le caractère ondulatoire est d'autant plus marqué que les ondes sont plus longues, le caractère particulaire est prédominant pour les ondes courtes.

Dans le cas des ondes électromagnétiques comme dans celui des ondes de de Broglie, l'intensité de l'onde, proportionnelle au carré de l'amplitude (ou de son module), donne la probabilité de présence du photon ou de la particule matérielle dont il s'agit ; dans le premier cas, l'amplitude de l'onde est celle du champ électrique ou magnétique à l'endroit considéré.

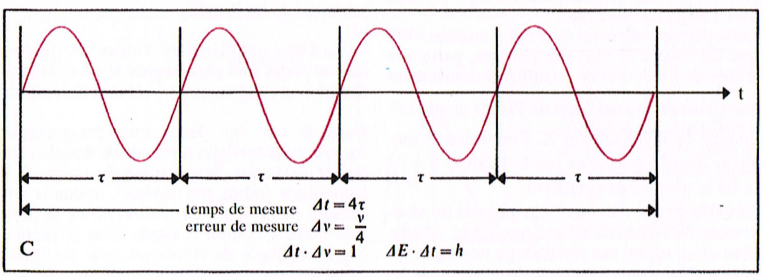


On se limite à un monde à une dimension, et on prend la partie réelle des fonctions d'onde.
Une onde de longueur d'onde constante (A_1, le spectre est une raie) s'étend à tout l'espace, alors qu'un train d'ondes dont le spectre a la largeur $\Delta\lambda$ (A_2) a une étendue finie Δx.

Relation d'incertitude et longueur d'onde de de Broglie



Diffraction par une fente



Relation d'incertitude pour le temps et l'énergie

Relation d'incertitude

En mécanique quantique, on ne peut pas mesurer simultanément avec précision la position et la quantité de mouvement d'une particule. Les incertitudes, Δx sur la position et Δp sur la quantité de mouvement, sont liées par la relation :

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h \qquad (1)$$

Ce « flou » ne vient pas de l'imperfection des instruments de mesure : c'est leur introduction qui le produit obligatoirement en influençant l'objet étudié. Il est inhérent à la nature des ondes de de Broglie : si l'on connaît avec précision la quantité de mouvement p d'une particule, la longueur d'onde de de Broglie $\lambda = \frac{h}{p}$ est alors déterminée. L'espace est rempli par une onde d'amplitude constante : la probabilité de présence de la particule est la même partout, et sa position est connue avec une grande incertitude. En se limitant à une dimension, l'onde de de Broglie d'une particule localisée à l'intérieur de l'intervalle Δx est décrite par un train d'ondes d'amplitude non nulle dans cet intervalle ; il provient de la superposition d'ondes sinusoïdales de longueurs d'onde comprises dans l'intervalle $\Delta\lambda$. L'analyse de Fourier montre que $\Delta\lambda$ est d'autant plus grand que la longueur d'onde est connue avec plus de précision, et d'autant plus petit que le spectre est étendu. On trouve :

$$\Delta x = \frac{1}{\Delta(\frac{1}{\lambda})} = \frac{h}{\Delta p}$$

La relation d'incertitude s'applique aussi aux grandeurs énergie et temps concernant une particule.
Pour mesurer la fréquence d'une onde avec l'incertitude $\Delta\nu$, on a besoin d'un temps $\Delta t = 1/\Delta\nu$: ce temps est inséparable de la détermination de la fréquence. Mais celle-ci est liée à l'énergie par la relation de Planck $E = h \cdot \nu$. On a donc :

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h \qquad (2)$$

Ces grandeurs dont le produit est au moins égal à h sont dites **grandeurs conjuguées canoniques**. Le produit de deux grandeurs conjuguées canoniques a les dimensions d'une action, il s'exprime en J·s.

La relation d'incertitude explique la **diffraction de la lumière par une fente**. D'après la théorie des ondes lumineuses, une lumière de longueur d'onde λ, diffractée par une fente de largeur b, donne une figure dont la frange centrale a pour demi-largeur angulaire l'angle φ tel que :

$$\sin\varphi = \frac{\lambda}{b}$$

Si l'on conçoit la lumière comme un courant de photons, l'incertitude sur la position est donnée par la largeur de la fente $\Delta x = b$, et celle sur l'impulsion dans la direction x par le produit de l'impulsion et de $\mathrm{tg}\varphi$; φ étant petit, on peut confondre $\mathrm{tg}\varphi$ et $\sin\varphi$:

$$\Delta p = p \cdot \sin\varphi = \frac{h}{\lambda} \cdot \sin\varphi$$

D'après la relation (1), $\Delta p \cdot \Delta x = h$, donc

$$\frac{h}{\lambda} \cdot \sin\varphi \cdot b = h \qquad \text{ou} \quad \sin\varphi = \frac{\lambda}{b}$$

Les deux calculs donnent le même résultat.

La relation d'incertitude n'intervient pas en mécanique classique, à cause de la petitesse de la grandeur h : si par ex. on détermine à 10^{-11} m près la position d'une masse de 1 gramme, d'après la relation d'incertitude, sa vitesse sera connue à 10^{-19} m/s près. Cette relation ne joue un rôle appréciable qu'à l'échelle atomique.
Contrairement aux équations de la mécanique classique qui donnent à chaque instant la position et la quantité de mouvement d'un système, comme un poids oscillant au bout d'un ressort (*oscillateur harmonique*), celles de la mécanique quantique sont établies de façon à tenir compte de la relation d'incertitude ; mais elles donnent les mêmes résultats pour des masses et des dimensions de trajectoires assez grandes : c'est le *principe de correspondance.*
La mécanique classique de HAMILTON décrit ainsi un système (p. 20) :

1. On définit des variables d'espace q_k dont le nombre est égal à celui des degrés de liberté du système ; le mouvement du cas de la p. 20 est parallèle à l'axe Ox.

2. On exprime l'énergie cinétique T et l'énergie potentielle V en fonction des variables q_k et de leurs dérivées par rapport au temps $\dot{q}_k$ (dans l'exemple $T = \frac{m}{2}\dot{x}^2$, $\quad V = k \cdot x^2$)

3. On forme le lagrangien $L = T - V$

4. On calcule la grandeur conjuguée canonique pour chaque variable q_k

$$p_k = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_k} \text{ (dans l'exemple } p = m \cdot \dot{x}).$$

5. On remplace dans la définition de T les dérivées par rapport au temps des variables d'espace par les quantités de mouvement conjuguées canoniques p_k (dans l'exemple $T = \frac{p^2}{2m}$) et on forme le hamiltonien $H = T + V$ (dans l'exemple $H = \frac{p^2}{2m} + k \cdot x^2$).

6. Les équations du mouvement sont alors :

$$\dot{q}_k = \frac{\partial H}{\partial p_k}, \quad \dot{p}_k = \frac{\partial H}{\partial q_k}$$

(dans l'exemple $\dot{x} = \frac{p}{m}$, $\quad \dot{p} = -k \cdot x$).

choix des variables d'espace

calcul de T et V

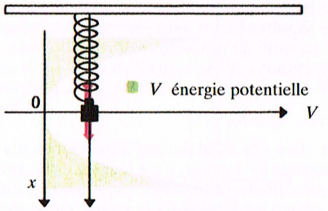
$L = T - V$

calcul des quantités de mouvement-conjuguées canoniques et de l'hamiltonien H

remplacement des coordonnées d'espace et de quantité de mouvement par les opérateurs

résolution de l'équation stationnaire $\hat{H}\psi = E\psi$

calcul des grandeurs physiques moyennes



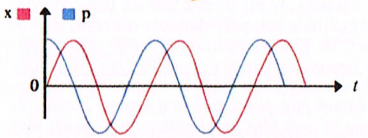
oscillateur harmonique classique

classique

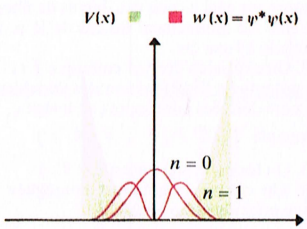
résolution des équations classiques de Hamilton

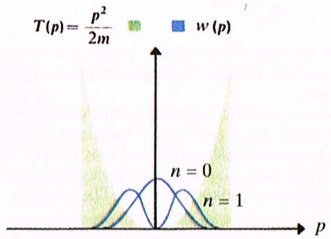
$x = x(t)$ $p = p(t)$

conditions initiales $p(0) = p_0$ $x(0) = 0$

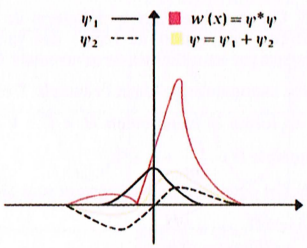


Résolution classique des équations de Hamilton pour un oscillateur harmonique

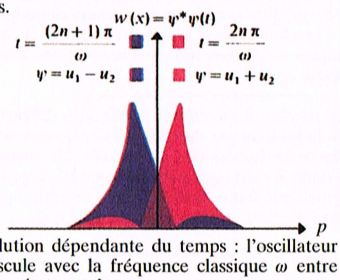




Solutions en mécanique quantique de l'équation stationnaire de l'oscillateur harmonique (p. 23). Ces solutions sont indépendantes du temps.



Condition initiale $\psi = \psi_1 + \psi_2$



Solution dépendante du temps : l'oscillateur bascule avec la fréquence classique ω entre deux états extrêmes.

Schéma de la résolution d'un problème physique en mécaniques classique (p. 19) et quantique

En mécanique quantique, on procède exactement de la même façon jusqu'au point 5 de la page précédente. Puis on met, à la place des variables d'espace et de quantité de mouvement conjuguées canoniques, des **opérateurs**, symboles qui, agissant sur une fonction, la transforment en une autre fonction : ainsi $\frac{\partial}{\partial x}$ signifie différencier la fonction par rapport à x. Les opérateurs à utiliser pour les variables conjuguées canoniques, affectés d'un « chapeau », vérifient la relation de commutation :

$$\hat{p}_k \, \hat{q}_k - \hat{q}_k \, \hat{p}_k = \frac{\hbar}{i}$$

Cela signifie que pour toute fonction ψ, on a :

$$\hat{p}_k \, (\hat{q}_k \, \psi) - \hat{q}_k \, (\hat{p}_k \, \psi) = \frac{\hbar}{i} \, \psi$$

Dans le cadre de cette règle, on peut choisir les opérateurs ou les règles de calcul.
Dans la représentation de l'espace, on choisit $\hat{q}_k = q_k$; les relations de commutation sont alors :

$$\hat{p}_k = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}$$

(dérivée par rapport aux variables d'espace conjuguées canoniques). Dans l'ex., cela signifie que :

$$\hat{q}_k \equiv x \qquad \text{et } \hat{p}_k \equiv \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}$$

En mécanique quantique, les équations classiques de la mécanique (point 6) sont remplacées par l'équation de Schrödinger :

$$\hat{H} \, \psi = - \frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

Dans ce cas, $\hat{H}$ n'est plus l'hamiltonien, mais l'opérateur de HAMILTON, c.-à-d. une règle de calcul à appliquer à la fonction ψ. On cherche les fonctions ψ satisfaisant à l'équation.
Normalisation : l'équation de Schrödinger admet une infinité de solutions ; en particulier, si ψ_1 est solution, $A \cdot \psi_1$ l'est aussi, A étant un nombre complexe quelconque ; si ψ_1 et ψ_2 sont solutions, la fonction $A \cdot \psi_1 + B \cdot \psi_2$ l'est aussi, A et B étant des constantes quelconques. Selon l'interprétation de Born des fonctions $\psi(q_k)$, la probabilité de présence du système dans un endroit q est égale à $\psi^* (q) \cdot \psi (q)$; ψ^* est le *complexe conjugué* de ψ.
On peut en conclure la condition de normalisation : le système se trouvant certainement quelque part, la somme des probabilités de présence est égale à 1 :

$$\int \psi^* \cdot \psi \, \mathrm{d} \, q_k = 1$$

Représentation des grandeurs physiques (observables)
La relation d'incertitude entraîne qu'on ne peut pas s'attendre, pour un système en mécanique quantique, à ce que la valeur exacte d'une grandeur physique mesurable soit donnée par la théorie. La mécanique quantique ne donne en général que des renseignements sur les probabilités de présence et les valeurs moyennes. Le calcul de la valeur moyenne $\bar{L}$ d'une grandeur physique ou d'un opérateur se fait comme suit :

1. On tire la fonction d'onde $\psi (q_k, t)$ de l'équation de Schrödinger et de l'état initial du système.

2. On cherche l'opérateur $\hat{L}$ associé à chaque grandeur. Par ex., l'opérateur de quantité de mouvement dans la direction x est $\hat{p}_x = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}$; celui de la vitesse dans la direction x est égal à $\frac{\hat{p}_x}{m} = \frac{\hbar}{m \cdot i} \frac{\partial}{\partial x}$

3. On obtient la valeur moyenne de la grandeur cherchée à partir de l'intégrale :

$$\bar{L} = \int \psi^* \hat{L} \, \psi \, \mathrm{d} \, q_k$$

Les nombres complexes n'ont aucune signification physique, et la valeur moyenne d'une grandeur physique mesurable doit évidemment être réelle : on ne peut utiliser, pour la représentation des observables, que des opérateurs qui donnent des valeurs moyennes réelles : de tels opérateurs sont dits *self-adjoints* ou *hermitiens*.

Valeurs propres et fonctions propres
Une observable peut prendre une valeur tout à fait déterminée ; alors, d'après la relation d'incertitude, sa grandeur conjuguée canonique est totalement indéterminée : ainsi, l'onde de de Broglie peut avoir une longueur déterminée et un emplacement totalement indéterminé. De tels états sont caractérisés par l'équation aux valeurs propres :

$$\hat{L} \psi_l = L \, \psi_l$$

Le nombre réel L est une valeur propre ; la fonction ψ_l qui satisfait à l'équation est une fonction propre. Une fonction propre de l'opérateur $\hat{L}$ peut être en même temps fonction propre d'autres opérateurs $\hat{A}$ quand ceux-ci peuvent être remplacés par $\hat{L}$, soit :

$$\hat{A} \, (\hat{L} \, \psi_l) - \hat{L} \, (\hat{A} \, \psi_l) = 0$$

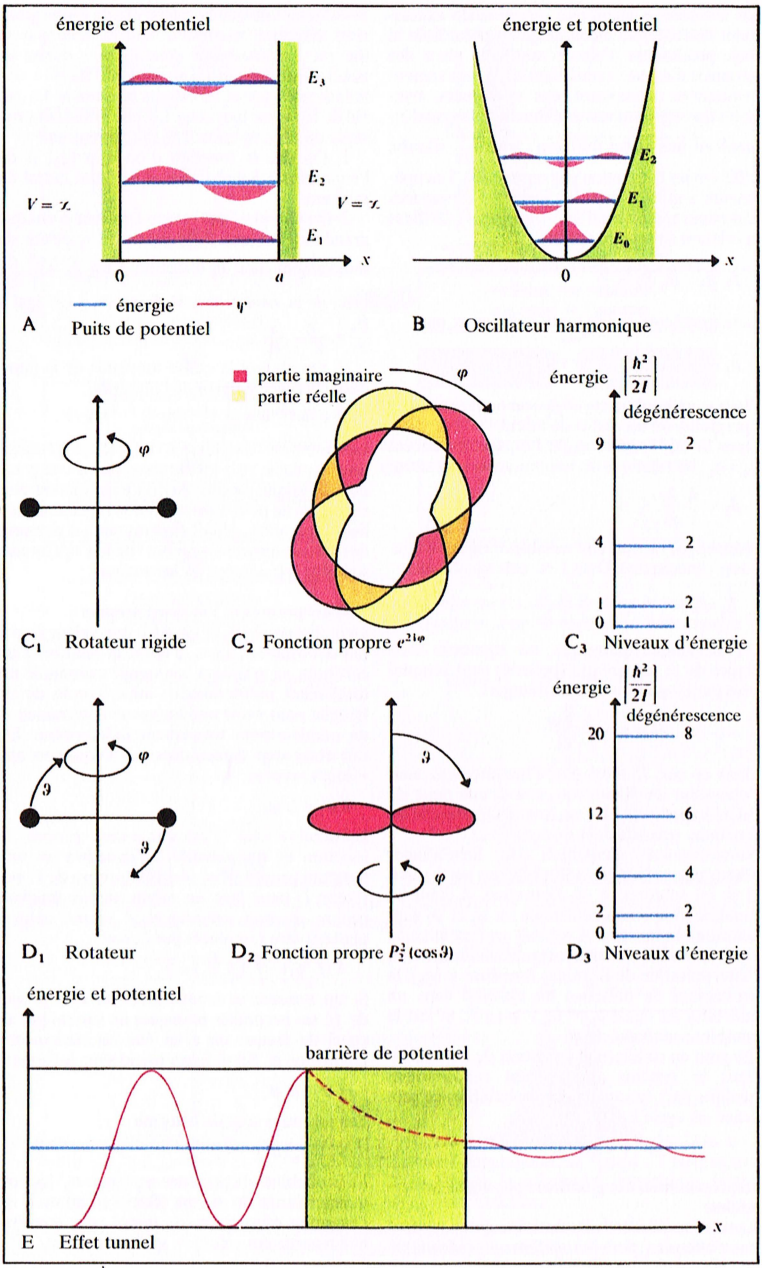
Si un système se trouve dans un état propre de $\hat{H}$, ses propriétés physiques ne varient pas au cours du temps : on a un état dit *stationnaire*. L'équation de Schrödinger prend alors la forme :

$$\hat{H} \, \psi = E \, \psi$$

Les solutions sont de la forme :

$$\psi_n = u_n (q_k) \cdot e^{iE/\hbar \, t}$$

La probabilité de présence $\psi_n^* \cdot \psi_n = u_n^2 (q_k)$ est indépendante du temps. Toute solution ψ de l'équation dépendante du temps peut être établie à partir des solutions stationnaires ψ_n.


énergie et potentiel
E_3
E_2
E_1
$V = \infty$
$V = \infty$
0
a
x
énergie
ψ
A Puits de potentiel
énergie et potentiel
E_2
E_1
E_0
0
x
B Oscillateur harmonique
partie imaginaire
partie réelle
φ
φ
C_1 Rotateur rigide
C_2 Fonction propre $e^{2i\varphi}$
énergie $\left|\frac{\hbar^2}{2I}\right|$
dégénérescence
9 2
4 2
1 2
0 1
C_3 Niveaux d'énergie
φ
ϑ
ϑ
ϑ
φ
D_1 Rotateur
D_2 Fonction propre $P_2^2(\cos\vartheta)$
énergie $\left|\frac{\hbar^2}{2I}\right|$
dégénérescence
20 8
12 6
6 4
2 2
0 1
D_3 Niveaux d'énergie
énergie et potentiel
barrière de potentiel
x
E Effet tunnel

1. Particule libre
Si une particule ne subit aucune force, son énergie potentielle V est nulle. L'équation de Schrödinger a des solutions de la forme :

$$\psi(x) = e^{ikx}, \text{ où}$$
$$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} = \frac{p}{\hbar} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Les solutions sont des ondes de longueur d'onde $\lambda = \frac{h}{p}$, ce qui correspond aux ondes de de Broglie.

2. Particule dans un puits de potentiel infini
On suppose que l'énergie potentielle est nulle dans un domaine compris entre $x = 0$ et $x = a$, et infiniment grande en dehors de ce domaine. Une telle situation ne se présente pas dans la nature, mais on peut démontrer simplement à partir de cet exemple les propriétés des solutions de l'équation de Schrödinger pour des particules liées.
La particule ne peut pénétrer en dehors de l'intervalle $[0, a]$ et la fonction ψ y est donc nulle ; cette fonction étant continue, elle est nulle aussi pour $x = 0$ et $x = a$. Avec ces conditions aux limites, seules sont acceptables les fonctions d'onde de la forme $\psi = A \sin kx$, avec $ka = n\pi$.
Comme $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$, l'énergie ne peut prendre que les valeurs $E_n = \frac{\hbar^2\pi^2}{2ma^2} \cdot n^2$, où n est un nombre entier quelconque.
Contrairement au cas de mécanique classique où une particule située dans un puits de potentiel, comme une boule sur un billard, peut avoir une énergie quelconque, l'équation de Schrödinger n'autorise que certaines valeurs discrètes de l'énergie. Cette propriété des solutions de l'équation de Schrödinger est valable pour tous les états liés où la particule ne demeure que dans un espace restreint.

3. Oscillateur harmonique à une dimension (axe Ox).
On désigne ainsi une particule de masse m soumise à une force proportionnelle à l'écart x à la position d'équilibre (voir p. 20) : $F_x = -kx$.
En mécanique classique, une telle particule oscille à la fréquence $\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}$ autour de son état d'équilibre ; son énergie et son amplitude sont quelconques et peuvent même s'annuler.
En mécanique quantique, il en va tout autrement : la fonction d'onde, étant normalisable, tend vers zéro à de grandes distances. Il ne peut exister que certaines fonctions correspondant à des énergies quantifiées $E = \left(n + \frac{1}{2}\right)\frac{h}{2\pi}\omega_0$, où n est un entier.
E ne s'annule jamais, même dans l'état d'énergie minimale ; la distance entre les états d'énergie est égale au produit par h de la fréquence classique ν_0.

4. Rotateur rigide
Comme quatrième exemple, nous allons traiter le rotateur qui joue un rôle important en physique des molécules biatomiques. Deux particules de masse M, reliées entre elles, se trouvent à une distance fixe l'une de l'autre. Elles peuvent tourner autour d'un axe fixe. Si l'on désigne par φ l'angle de rotation, les solutions de l'équation de Schrödinger sont de la forme :

$$\psi = e^{im\varphi}, \text{ avec } m^2 = \frac{4Mr^2}{\hbar^2}E^2$$

Les solutions sont simples si m est entier. Seules sont alors possibles les énergies de valeurs :

$$E_n = \hbar^2 / 2Mr^2 \cdot m^2$$

Si les axes autour desquels tourne le rotateur sont indépendants, les niveaux d'énergie possibles sont

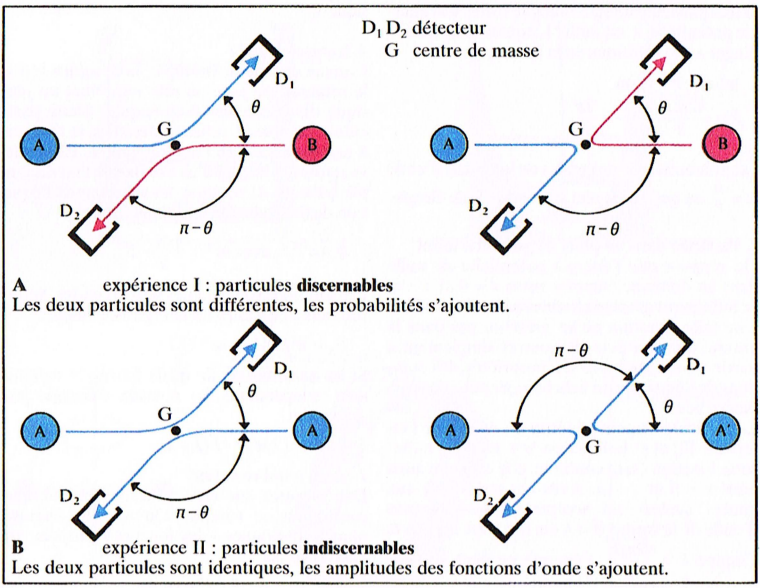
$$E_j = \hbar^2 / 2Mr^2 \cdot J(J+1)$$

J est un nombre entier.
Des mesures sur des molécules biatomiques confirment ce résultat. On appelle « harmoniques sphériques » les fonctions propres correspondantes :

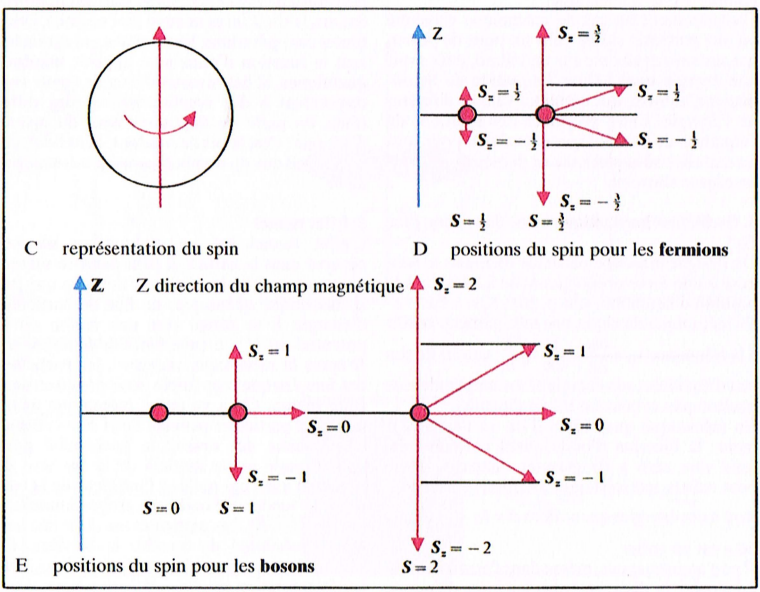
$$\psi(\varphi, \theta) = e^{im\varphi} P_J^m(\cos\theta)$$

$P_J^m(\cos\theta)$ est une fonction de $\cos\theta$ appelée *polynôme de Legendre*. J et m sont des nombres entiers, $|m| < J$ (m peut aussi être négatif). Dans toutes ces opérations, les nombres qui caractérisent la fonction d'onde sont appelés **nombres quantiques**. Si des niveaux d'énergie égaux correspondent à des nombres quantiques différents, on parle de **dégénérescence** du niveau d'énergie : c'est le cas du rotateur, dont l'énergie ne dépend que du nombre quantique J, mais pas de m.

5. Effet tunnel
L'effet tunnel est un phénomène souvent observé dans la nature ; il peut paraître surprenant au premier abord et ne s'explique que par la mécanique quantique : un flux de particules d'énergie E se dirige vers une région où le potentiel est $U > E$ (une *barrière de potentiel*). D'après la mécanique classique, les particules ont une énergie trop faible pour pénétrer dans cette région. On a vu qu'en mécanique quantique, les particules peuvent aussi être considérées comme des ondes ; la probabilité pour qu'une onde existe au-delà de la barrière de potentiel n'est pas nulle : à l'intérieur de la barrière, la fonction d'onde est proportionnelle à $e^{-\sqrt{2m(U-E)}}$. Les particules ont donc une certaine probabilité de franchir la barrière. Ce résultat joue un grand rôle dans l'explication de la désintégration α.



Principe d'indiscernabilité



Spin

D'après un principe important en mécanique quantique, le **principe d'indiscernabilité**, l'échange de deux particules qui ne se distinguent par aucun paramètre physique ne change pas l'état du système. Pour des *particules indiscernables*, les *fonctions d'onde* s'additionnent ; pour des *particules discernables*, ce sont les *probabilités*, donc les carrés des modules des fonctions d'onde, qui s'ajoutent. Deux expériences illustrent ce principe :

Expérience I. Une particule A entre en collision avec une particule B, A et B se distinguant l'une de l'autre : il s'agit par ex. de particules α (noyaux d'hélium) diffusées par des noyaux d'oxygène ; les deux noyaux, chargés tous deux d'électricité positive, se repoussent. On représente la collision dans le système du centre de masse G : avant le choc, les particules vont à la rencontre l'une de l'autre ; après le choc, elles partent dans des sens opposés. Le centre de masse demeure immobile. On recueille les deux particules dans des détecteurs D_1 et D_2 adaptés à l'une et à l'autre. La particule A peut être déviée, soit de l'angle θ (cas 1), soit de l'angle $(\pi - \theta)$ (cas 2) ; si la fonction d'onde dans le cas 1 est $\psi_A(\theta)$, la probabilité du processus est $|\psi_A(\theta)|^2$. Les particules A et B s'éloignant l'une de l'autre, la probabilité que B parvienne au détecteur D_1 est égale à celle pour que A soit diffusée de l'angle $(\pi - \theta)$: elle est donc égale à $|\psi_A(\pi - \theta)|^2$. D'où la probabilité pour qu'une des deux particules atteigne D_1 :

$$P(D_1) = |\psi_A(\theta)|^2 + |\psi_A(\pi - \theta)|^2$$

Expérience II. Cette fois les particules qui entrent en collision sont indiscernables, nous les appellerons A et A'. Les fonctions d'onde pour les processus 1 et 2 sont les mêmes que précédemment ; mais on ne peut pas dire laquelle des deux particules, de A ou de A', est entrée dans un détecteur. La probabilité pour qu'une des deux particules atteigne D_1 est :

$$P(D_1) = |\psi_A(\theta) + \psi_A(\pi - \theta)\, e^{i\delta}|^2$$

$e^{i\delta}$ est un facteur de phase égal à + 1 ou à − 1.
Dans le premier cas, on a affaire à des particules dont la fonction d'onde conserve son signe lors de l'échange de deux particules : ce sont des **bosons**.
Dans le second cas, il s'agit de particules dont la fonction d'onde change de signe lors de l'échange : ce sont des **fermions**.
On trouve des exemples de ces deux types de particules dans la nature.
Selon que l'on a affaire à des bosons ou à des fermions, on obtient des résultats différents pour l'expérience II :
pour les bosons, on a $e^{i\delta} = + 1$, et

$$P(D_1) = |\psi_A(\theta) + \psi_A(\pi - \theta)|^2 \qquad (1)$$

pour les fermions, on a $e^{i\delta} = - 1$, et

$$P(D_1) = |\psi_A(\theta) - \psi_A(\pi - \theta)|^2 \qquad (2)$$

Lors de la substitution de deux fermions, la probabilité d'un état est le carré de la différence des fonctions d'onde : si celles-ci sont égales, la probabilité est nulle et l'état est impossible, donc deux fermions identiques ne peuvent pas se trouver exactement dans le même état. Ce résultat, le **principe d'exclusion de Pauli**, ne concerne pas les bosons dont les fonctions d'onde s'ajoutent.

Spin

Le spin est le moment cinétique de rotation propre d'une particule, il a une valeur caractéristique pour chacune d'entre elles. On peut donc concevoir une particule comme une petite toupie dont la vitesse de rotation est constante. Le spin est représenté par un vecteur dont la direction est celle de l'axe de rotation et le sens celui d'un pas de vis tournant vers la droite.
Cette représentation n'est qu'une convention, elle n'a rien à voir avec la réalité des faits.

Le spin se mesure en unités $\hbar = \dfrac{h}{2\pi}$. Les particules se regroupent dans deux ensembles :

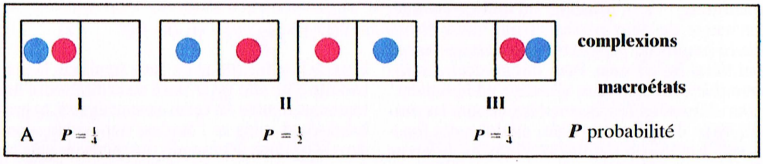
1. Celles qui ont un spin demi-entier $S = \dfrac{\hbar}{2} + n \cdot \hbar$ (n est un nombre entier ou nul) sont des fermions, comme l'électron et les nucléons.
2. Celles dont le spin est entier $S = n \cdot \hbar$ sont des bosons : par ex. le photon, la particule α dont $S = 0$.

Toute particule a un moment magnétique orienté dans la direction du spin et de module $\mu = g \cdot S$. Le facteur g dépend du type de particule. Si on fait agir un champ magnétique, la particule est déviée, et on peut déterminer la direction du spin : on trouve qu'il ne peut prendre que certaines directions par rapport au champ magnétique. La projection du vecteur spin sur la direction du champ magnétique est quantifiée, les projections de deux spins voisins diffèrent de $\hbar$.
Intéressons-nous aux électrons : le spin d'un électron peut être soit en haut, soit en bas par rapport au plan de la diffusion. Si les deux spins sont de même sens, il s'agit de particules indiscernables et la probabilité de détecter un électron en D_1 est donnée par l'équation (2). S'ils sont de sens contraires, les électrons sont discernables et la probabilité d'en détecter un en D_1 est :

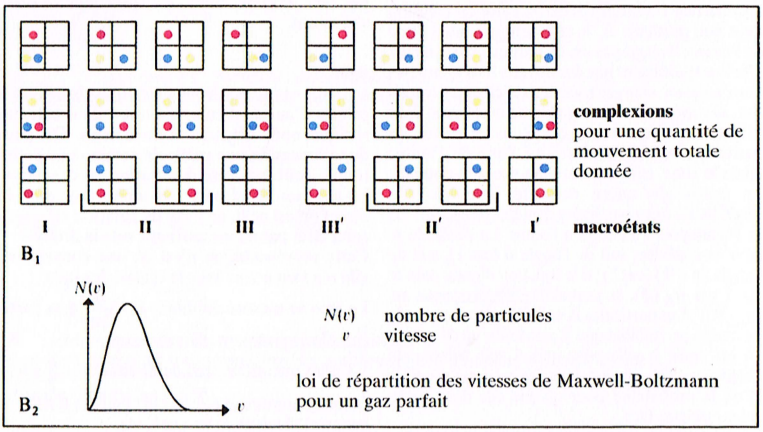
$$P(D_1) = |\psi_A(\theta)|^2 + |\psi_A(\pi - \theta)|^2$$

Pour un faisceau non polarisé, la probabilité est

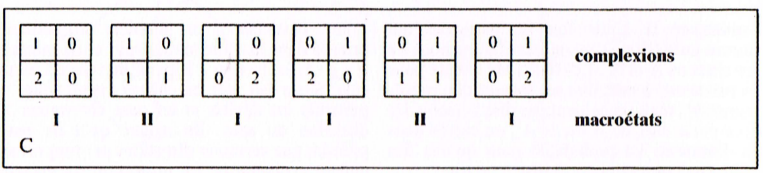
$$\frac{1}{2}|\psi_A(\theta) - \psi_A(\pi - \theta)|^2 + \frac{1}{2}|\psi_A(\theta)|^2 + \frac{1}{2}|\psi_A(\pi - \theta)|^2$$



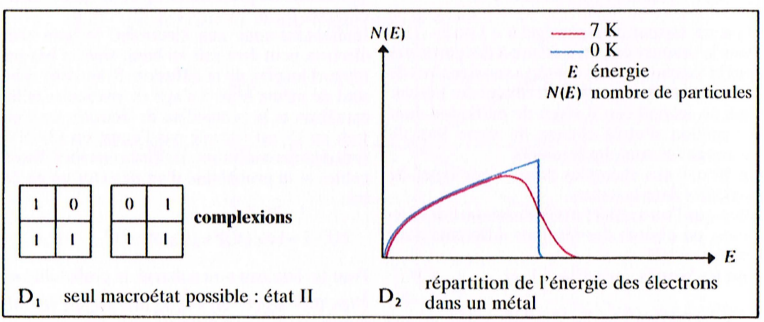
Réalisation de trois macroétats à partir de quatre complexions



Statistique de Maxwell-Boltzmann



Statistique de Bose-Einstein



Statistique de Fermi-Dirac

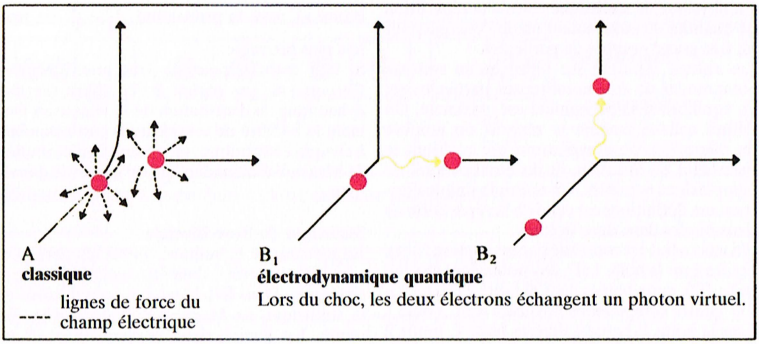
En physique, la **statistique** calcule la répartition de quantité du mouvement ou de l'énergie pour un très grand nombre de particules.
Les calculs reposent sur l'idée qu'un système comprenant de très nombreuses particules est en équilibre si sa probabilité est maximale. On définit celle-ci comme le rapport du nombre de microétats ou *complexions* qui réalisent le macroétat en question, et du nombre total de complexions possibles. Un exemple simple illustrant ces définitions est celui de la répartition de deux boules dans deux boîtes :
Un macroétat est constitué par la situation : deux boules dans la boîte 1 (I), une boule dans chaque boîte (II), deux boules dans la boîte 2 (III).
Les quatre complexions possibles sont : boule 1 dans la boîte 1, boule 1 dans la boîte 2, boule 2 dans la boîte 1, boule 2 dans la boîte 2.
La probabilité du macroétat II est double de celle des deux autres.
Cette théorie suppose que toutes les complexions ont la même probabilité.

Espace de phase
Intéressons-nous d'abord à une particule astreinte à se déplacer le long d'une droite.
En mécanique classique, le mouvement d'une particule est défini par sa position et sa quantité de mouvement : cela donne un point dans un diagramme où on porte en abscisse la position sur la droite et en ordonnée la quantité de mouvement le long de cette droite. Ce diagramme est l'**espace de phase** d'une particule à un degré de liberté.
En mécanique quantique, une particule obéit à la relation d'incertitude $p_x \cdot x = h$: elle est représentée maintenant par une *cellule* de dimension h.
Soit une particule à trois degrés de liberté qui peut se déplacer librement dans l'espace à trois dimensions. L'espace de phase est à six coordonnées, on ne peut plus le représenter ; une particule y occupe une cellule de taille h^3.

Statistique de Maxwell-Boltzmann
Cette statistique n'est valable qu'en mécanique classique. On peut déduire des équations de la mécanique que les probabilités d'occupation de cellules de même taille sont égales, si l'énergie totale du système est conservée. Chaque complexion correspond donc à l'occupation d'une cellule déterminée de l'espace des phases par une particule.
On a représenté par ex. (fig. B_1) le résultat de la statistique de Maxwell-Boltzmann pour les complexions et les macroétats correspondant à la répartition de 3 particules *discernables* dont la quantité de mouvement totale est donnée, représentées par une boule rouge, une bleue et une jaune, dans 4 cellules, figurées par des cases.
On trouve 24 complexions pour 4 macroétats. L'état I (« trois particules à gauche ») a la probabilité $\frac{3}{24} = \frac{1}{8}$; l'état III (« 1 à gauche, 2 à droite »), avec la probabilité $\frac{9}{24} = \frac{3}{8}$, est trois fois plus probable.
Si l'on calcule, pour un très grand nombre d'atomes de gaz parfait à l'équilibre thermodynamique, la distribution de la vitesse en évaluant le nombre de complexions correspondant à chaque distribution, on obtient la distribution de Maxwell-Boltzmann, qui est observée dans la nature.

Statistique de Bose-Einstein
En mécanique quantique, toutes les particules sont indiscernables, donc les calculs deviennent différents. Dans le tableau des complexions de la statistique de Maxwell-Boltzmann (fig. B), toutes les complexions correspondant à un même macroétat deviennent identiques. Une complexion est définie maintenant par le nombre de particules occupant une cellule (fig. C) ; la couleur de la boule représentant la particule n'a aucune importance. Dans l'exemple, il n'existe que deux macroétats :
État I : une cellule avec 2 particules, une avec 1, deux avec 0.
État II : trois avec 1, une vide.
La probabilité de l'état II est la moitié de celle de l'état I.
En statistique de Maxwell-Boltzmann, ces macroétats correspondent aux macroétats I, III, III' et I' d'une part, II et II' d'autre part : ces deux groupes ont la même probabilité.
La statistique de Bose-Einstein permet d'expliquer la loi de variation avec la température de la chaleur spécifique des solides, la répartition de l'énergie dans la loi de rayonnement du corps noir et la superfluidité de l'hélium 4.

Statistique de Fermi-Dirac
Les fermions sont soumis au principe d'exclusion de Pauli : deux particules ne peuvent pas se trouver dans le même état. Dans l'exemple cité (fig. C), les complexions comprenant deux particules dans la même case sont donc interdites, il n'en reste plus que deux possibles ; il leur correspond un seul macroétat, l'état II (fig. D_1).
La statistique de Fermi-Dirac s'applique aux électrons dans les métaux, qui constituent un « gaz électronique ». Selon la statistique classique, chaque électron doit avoir une énergie égale en moyenne à $\frac{3}{2}\ k\ T$: cette énergie est donc nulle au zéro absolu. Mais selon la statistique de Fermi-Dirac, chaque niveau énergétique permis est vide ou occupé au plus par deux électrons de spins opposés ; une cellule représente l'état de deux électrons : les cellules se remplissent par ordre d'énergie croissante et les électrons occupent tous les niveaux énergétiques permis jusqu'à une énergie maximale appelée *énergie de Fermi*.



Choc de deux électrons

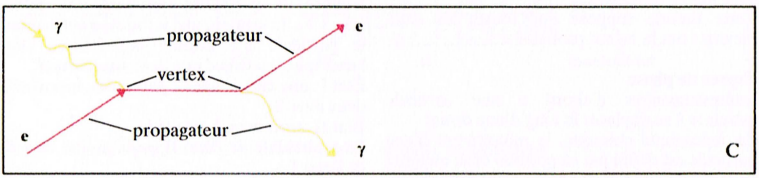
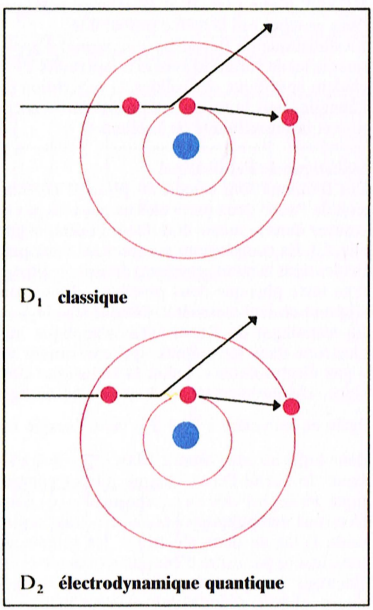
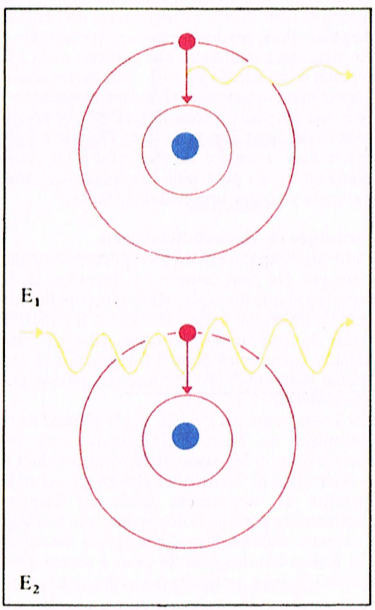


Diagramme de Feynman de l'effet Compton



Excitation d'un atome par le choc d'un électron



Émission spontanée et induite de lumière par un atome

Grâce à la mécanique quantique ordinaire, on décrit les processus qui ont lieu dans le nuage électronique de l'atome. Le champ électromagnétique y est traité comme une grandeur classique : on suppose que les intensités des champs électrique et magnétique, liées par les équations de Maxwell, sont quelconques.

Mais la loi du rayonnement de Planck et l'effet photoélectrique montrent que les ondes électromagnétiques sont constituées de photons. L'intensité du champ électromagnétique correspond donc à un nombre entier de ces particules. Ces observations ont conduit à l'élaboration d'une nouvelle théorie, l'**électrodynamique quantique** ou **théorie quantique des champs** (QED, Quantum Electro-Dynamics), dont les bases furent établies en 1928 par DIRAC, HEISENBERG, JORDAN, PAULI et WIGNER, et qui fut formulée sous sa forme définitive entre 1945 et 1950, par FEYNMAN, SCHWINGER et TOMONAGA, prix Nobel 1965 : selon cette théorie, le champ électromagnétique a des propriétés quantiques : il est formé de photons d'énergie $h \cdot \nu$ et de quantité de mouvement $h \cdot \frac{\nu}{c}$.

L'interaction entre deux particules chargées correspond ainsi à un échange permanent de photons virtuels. Le champ continu de l'électromagnétisme classique est une approximation valable à l'échelle macroscopique.

Nous n'entrerons pas dans les détails du formalisme mathématique de cette théorie qui est très complexe et nous nous limiterons à quelques principes physiques : les champs électrique et magnétique sont représentés par des *opérateurs* dépendant des coordonnées d'espace, dont les composantes de Fourier (v. p. 19) sont des ondes planes, ayant pour amplitude des opérateurs. Ceux-ci sont capables soit de détruire le photon (opérateur d'annihilation de photon), soit au contraire de le créer (opérateur de création de photon). Chaque fois qu'un photon (boson) disparaît, apparaît une paire particule-antiparticule (fermion-antifermion) ; inversement, une paire peut s'annihiler pour donner un photon. La physique classique ne sait pas expliquer ces faits ; les champs correspondant à ces deux types de particules sont couplés.

Un des problèmes posés par l'électrodynamique quantique est l'apparition de quantités infinies, que l'on élimine grâce au processus mathématique de *renormalisation*, considéré par certains théoriciens, tel DIRAC, comme un simple artifice de calcul : un électron interagit avec son propre champ électromagnétique, ce qui crée des photons virtuels qui se matérialisent en paires virtuelles électron-positron ; l'électron n'est jamais « nu », il est toujours « habillé » avec ces paires virtuelles. En donnant des valeurs infinies à la charge et à la masse nues de l'électron (grandeurs inobservables), on peut trouver pour la charge et la masse réelles les valeurs mesurées.

La nouvelle théorie fut confirmée de façon éclatante en permettant d'expliquer deux faits expérimentaux établis tous deux en 1947 :

1. Le moment magnétique de l'électron est proportionnel à son spin (voir p. 45) : le coefficient de proportionnalité, le *rapport gyromagnétique*, est $g \cdot \frac{e}{2m}$, où e est la charge de l'électron, m sa masse et g un facteur appelé *facteur de Landé*, pour lequel la mécanique quantique ordinaire donne la valeur 2 ; or l'expérience fournit une valeur supérieure à 2 de 1/1000 ; cette valeur est en parfait accord avec celle donnée par l'électrodynamique quantique.

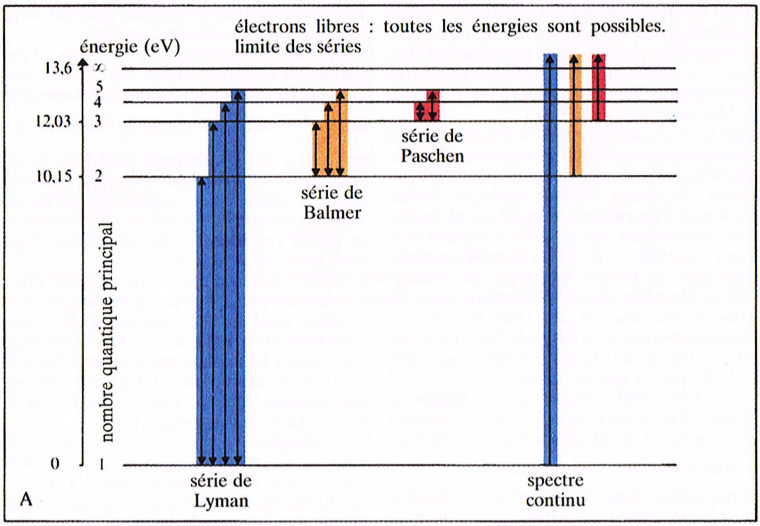
2. LAMB et RUTHERFORD trouvèrent, par rapport à la mécanique quantique ordinaire, un léger décalage dans les raies d'émission de l'atome d'hydrogène : c'est l'*effet Lamb* (*Lamb Shift*). On explique ce décalage par le fait que l'électron peut émettre et réabsorber des photons dans son interaction avec le champ électromagnétique du noyau, qui se trouve ainsi perturbé.

On représente les interactions entre particules dans les *diagrammes* de *Feynman*, conçus en 1949, et dont un exemple est donné à la fig. C. Les lignes représentent la propagation des particules : on les appelle des *propagateurs*. Les croisements de trois propagateurs figurent des interactions : ce sont les *vertex*. Les électrons sont représentés par des lignes droites orientées dans le sens du temps, les photons par des lignes ondulées non orientées. À chaque diagramme est associée une *amplitude de transition* calculable d'après les *règles de Feynman*.

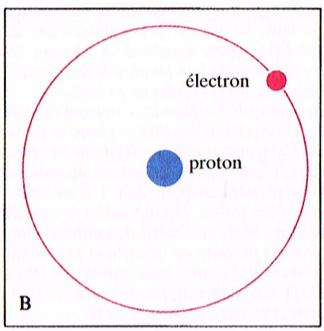
L'électrodynamique quantique permet de comprendre l'interaction des atomes avec le rayonnement électromagnétique. D'après la mécanique quantique usuelle, un atome ne peut pas passer spontanément d'un état 1 à un état 2 d'énergie plus faible, par émission spontanée d'un photon. Mais en électrodynamique quantique, on sait prendre en compte la probabilité de ce processus ; l'atome peut émettre un rayonnement électromagnétique, soit par émission spontanée, soit par émission induite.

Pour compléter l'électrodynamique quantique, il faut faire intervenir la relativité, car on a affaire à des particules se déplaçant avec des vitesses proches de celle de la lumière : on a alors une théorie appelée l'*électrodynamique relativiste quantique*.

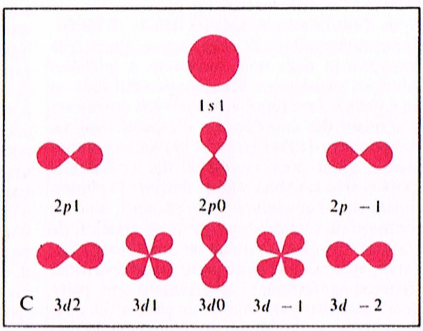
De la même façon que l'électrodynamique quantique décrit le champ électromagnétique grâce aux photons (interaction électromagnétique), on essaie aussi de décrire le champ de force des forces nucléaires (interaction forte) par l'émission et l'absorption de *mésons*. Mais l'interaction entre les *champs de mésons* et les éléments constitutifs du noyau n'a pas encore été clairement expliquée.



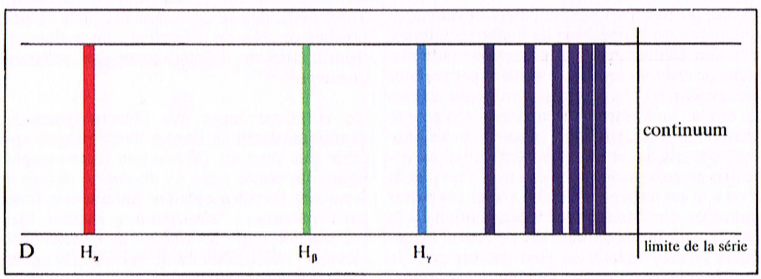
Niveaux d'énergie et spectre de l'atome d'hydrogène



Modèle de l'atome de Bohr



Probabilités de présence de l'électron dans les différents états



Série de Balmer

L'atome d'hydrogène est le plus léger des atomes connus (masse atomique 1,008) et le plus simple : il se compose d'un noyau de charge $+e$ (un proton), et d'un électron de charge $-e$ dont le mouvement est donné par l'équation de Schrödinger ; V est le potentiel électrostatique $\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$ (r est la distance du proton à l'électron).

Les états propres, donc les trajectoires stationnaires de l'atome, dépendent de quatre nombres quantiques :

1. Le **nombre quantique principal** n détermine la distance moyenne de l'électron au noyau et son énergie qui vaut :

$$E = \frac{2\pi^2 \mu_e e^4}{h^2 \cdot (4\pi\varepsilon_0)^2} \cdot \frac{1}{n^2} = h \cdot c \cdot R_{\mathrm{H}} \cdot \frac{1}{n^2}$$

$$n = 1, 2, 3, \ldots ; \mu_c = \frac{m_c M}{m_c + M}$$

R_{H}, constante de Rydberg, vaut : $1{,}096\,775\,8 \cdot 10^7\ \mathrm{m}^{-1}$

L'électron, étant lié, a moins d'énergie que s'il était libre : son énergie totale est donc négative.

Le rayon r vaut en moyenne :

$$r = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m e^2} \cdot n^2$$

Le rayon de Bohr minimal ($n = 1$) vaut $0{,}529\,172 \cdot 10^{-10}$ m, valeur qui concorde tout à fait avec les mesures.

2. Le **nombre quantique orbital** ou **nombre quantique azimutal** l : le moment cinétique orbital est quantifié et son carré est $(J)^2 = \hbar^2 l\,(l+1)$. À chaque énergie peuvent correspondre plusieurs valeurs du moment cinétique orbital ; l est positif ou nul, et inférieur à n : ainsi, dans l'état fondamental ($n = 1$), la seule valeur possible de l est 0.

3. Le **nombre quantique magnétique** m donne la composante du moment cinétique total de rotation sur la direction d'un champ magnétique, comme celui du noyau en rotation. Pour chaque état de l'électron caractérisé par les nombres n et l, il y a $(2l + 1)$ valeurs de m possibles : $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm l$. La valeur absolue de m est inférieure ou égale à l.

4. Le **nombre quantique de spin** s donne la projection du spin de l'électron ($\frac{1}{2}$) sur la direction d'un champ magnétique donné : il est égal à $\pm \frac{1}{2}$.

On utilise des lettres pour désigner le nombre quantique orbital : s pour $l = 0$, p pour $l = 1$, d pour $l = 2$, f pour $l = 3$. Ainsi la désignation $2p$ 1 signifie que la fonction d'onde de l'électron est caractérisée par les nombres quantiques $n = 2$, $l = 1$, $m = 1$ (la probabilité de présence est $\psi^* \psi$, fig. C).

Les états correspondant à un même nombre quantique principal, comme les états $2s$ 0, $2p$ 0, $2p$ 1, $2p$ –1, ont la même énergie. Les niveaux d'énergie pour le nombre quantique n sont n^2 fois dégénérés.

Spectre de l'atome d'hydrogène

Si l'électron d'un atome d'hydrogène change d'orbite et vient occuper une nouvelle orbite caractérisée par un nombre quantique principal plus petit, la différence d'énergie est alors émise sous forme d'un quantum de lumière de fréquence $\nu = \frac{E}{h}$ et de nombre d'onde (nombre de longueurs d'onde de la lumière par cm) $\bar{\nu} = \frac{\nu}{c} = \frac{E}{c \cdot h}$

Si l'électron saute d'un état n à l'état fondamental $n = 1$, on obtient la série de Lyman $\bar{\nu} = R_{\mathrm{H}} (\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2})$, $n = 2, 3, 4 \ldots$, qui se situe dans le domaine ultraviolet.

On obtient de la même façon :

– la série de Balmer $\bar{\nu} = R_{\mathrm{H}} (\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2})$, $n = 3, 4, 5 \ldots$; les 4 premières raies, H_α, H_β, H_γ et H_δ, sont dans le visible, les autres dans le proche ultraviolet ;

– la série de Paschen $\bar{\nu} = R_{\mathrm{H}} (\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2})$, $n = 4, 5, 6 \ldots$: infrarouge ;

– la série de Brackett $\bar{\nu} = R_{\mathrm{H}} (\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2})$, $n = 5, 6, 7 \ldots$: infrarouge ;

– la série de Pfundt $\bar{\nu} = R_{\mathrm{H}} (\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2})$, $n = 6, 7, 8 \ldots$: infrarouge.

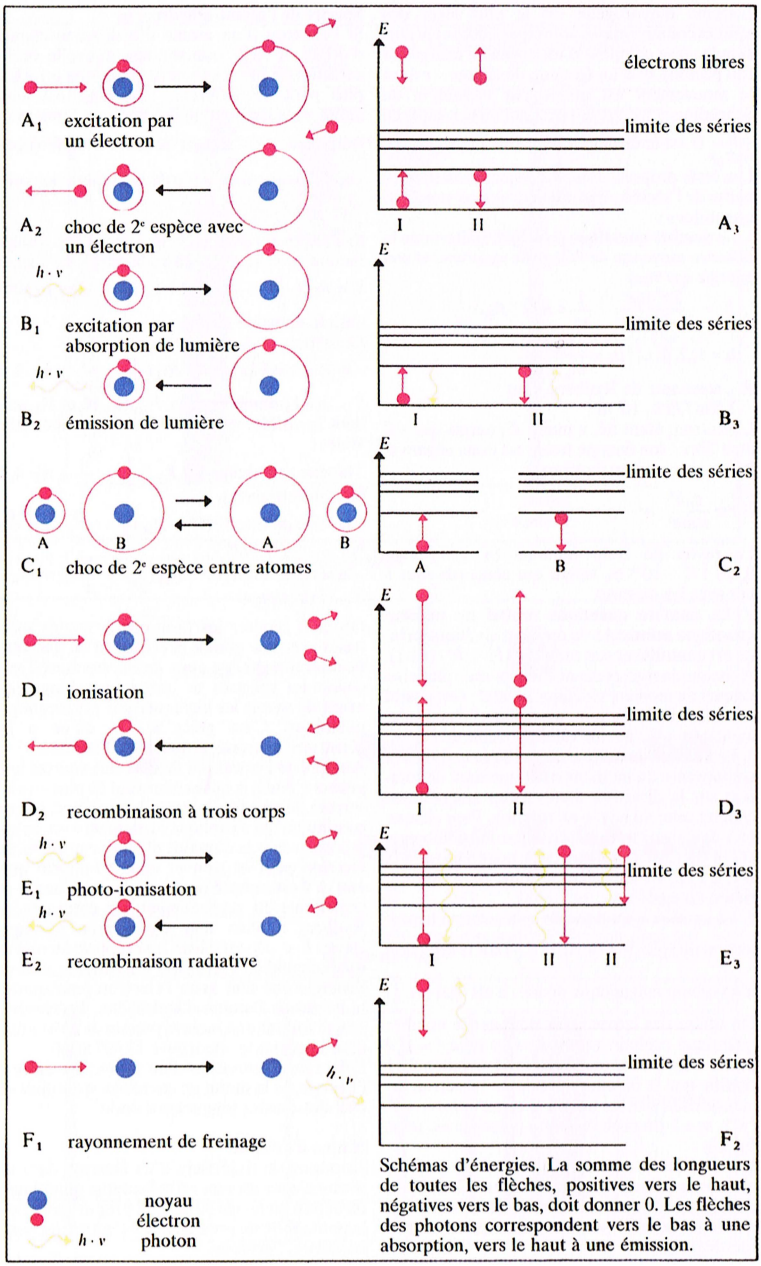
On peut repérer les positions des raies spectrales avec une grande précision, d'où une vérification très précise aussi de ces résultats. On a connu les spectres de séries bien longtemps avant de savoir les expliquer par la mécanique quantique. C'est grâce à eux qu'on a pu construire le premier modèle de l'atome.

Au-delà de l'extrémité du côté des courtes longueurs d'onde, là où les raies sont de plus en plus serrées, le spectre de raies se prolonge par un continuum qui s'explique facilement avec ce qui précède : dans le domaine d'énergie positive, un électron peut se trouver dans n'importe quel état ; s'il est capturé par le noyau, son énergie se transforme en rayonnement. La constante de Rydberg a alors une signification physique claire : $h \cdot c \cdot R_{\mathrm{H}}$ est l'écart, par rapport au niveau fondamental, de l'énergie d'ionisation, c.-à-d. de l'énergie que doit avoir l'électron pour quitter le noyau de l'atome d'hydrogène. La spectroscopie fournit une mesure précise de cette grandeur importante : on trouve 13,605 8 eV.

L'énergie d'ionisation d'un atome est égale à l'énergie de la limite de ses séries spectrales du côté des courtes longueurs d'onde.

Notion d'orbitale

La notion de trajectoire d'un électron dans un atome n'a aucun sens en mécanique quantique : on définit un *nuage* de densité proportionnelle à la probabilité de présence de l'électron au point considéré, l'**orbitale**.



Schémas d'énergies. La somme des longueurs de toutes les flèches, positives vers le haut, négatives vers le bas, doit donner 0. Les flèches des photons correspondent vers le bas à une absorption, vers le haut à une émission.

Les niveaux d'énergie de l'atome de Bohr sont des états stationnaires ; les atomes ou les molécules dans ces états ne rayonnent pas. Le passage d'un état à un autre, ou *transition*, n'est possible que si l'atome subit un choc avec une particule, photon ou autre.
L'atome peut être excité par un choc avec un électron rapide assez énergétique pour faire passer l'électron de l'atome de l'état fondamental à un état excité. Cette transformation, *choc de 1re espèce*, se traduit par une équation analogue à celle d'une réaction chimique, où on désigne l'électron par e, l'atome dans l'état fondamental par A et l'atome excité par A* :

$$A + e_{\text{rapide}} \rightarrow A^* + e_{\text{lent}}$$

L'atome a tendance à retourner à l'état fondamental en émettant un photon $h \cdot \nu$:

$$A^* \rightarrow A + h \cdot \nu$$

Il peut aussi se produire un autre processus :

$$A^* + e_{\text{lent}} \rightarrow A + e_{\text{rapide}}$$

Si B désigne un autre atome, on peut avoir aussi :

$$A^* + B \rightarrow A + B^*$$

Ces réactions, dans lesquelles A* ne rayonne pas en se désexcitant, mais transmet son excitation à un électron ou à un autre atome, sont dites *chocs de 2e espèce*. La dernière réaction ne peut se produire que si A et B ont les mêmes niveaux excités.
Le rayonnement des atomes ou des molécules B sous l'effet de ces chocs de 2e espèce a été étudié par FRANCK qui l'a appelé *fluorescence sensibilisée*. Ce phénomène est possible quand les chocs des atomes A* avec les atomes B sont si fréquents qu'il faut les prendre en compte, sachant que la durée de vie des états excités est normalement de 10^{-8} s. On peut particulièrement bien l'observer quand l'atome A* atteint un *état métastable*. L'électron ne peut pas retomber d'un tel état excité (dont la durée de vie est très grande), au fondamental en émettant un photon.

Les processus de désexcitation d'un atome sont réversibles. Le processus $A + h \cdot \nu \rightarrow A^*$ est une excitation par absorption de lumière.

Ionisation
Lorsque l'énergie de l'électron incident est élevée, un électron de l'atome peut être si fortement excité qu'il quitte l'atome. La réaction s'écrit :

$$A + e_{\text{rapide}} \rightarrow A' + e + e_{\text{lent}}$$

A' est un ion, un atome A qui a perdu un électron de charge négative $-e$: les atomes à l'état normal sont neutres, et A' possède donc la charge positive $+e$.
Le processus inverse, au cours duquel un électron est capturé et un autre prend l'énergie libérée, est la *recombinaison à trois corps*. L'électron capturé peut se retrouver tout de suite dans l'état fondamental, ou bien se trouver d'abord dans un état excité pour retourner ensuite à l'état fondamental, en émettant les photons du spectre de raies caractéristique de l'atome. Son énergie est absorbée par l'électron non capturé.

Photo-ionisation
Quand un photon rencontre un atome, il peut libérer un électron si son énergie est supérieure à la différence entre l'énergie de la limite des séries et celle de l'état fondamental : la longueur d'onde de la lumière doit être inférieure à un certain seuil. L'équation de la réaction est :

$$A + h \cdot \nu \rightarrow A' + e\ (+ E_{\text{cin}})$$

E_{cin} est l'énergie cinétique de l'ion formé et de l'électron éjecté.
L'atome peut donc absorber, non seulement des photons de son spectre caractéristique, comme on l'a vu plus haut, mais aussi des photons d'énergie plus élevée que celle de la limite des séries. La quantité de mouvement se conservant, l'ion positif part en sens inverse de l'électron, résultat effectivement observé.
Tous les processus atomiques sont réversibles : un atome est susceptible d'absorber le rayonnement qu'il émet. À des températures usuelles, on ne trouve dans les spectres d'absorption que des raies correspondant aux transitions entre l'état fondamental et un état excité : en effet tous les électrons se trouvent normalement dans l'état fondamental, et sont propulsés vers des états excités par des chocs de photons. Ce n'est qu'aux températures très élevées qui règnent dans les étoiles qu'il se forme des raies correspondant à des transitions entre états excités : ceux-ci sont alors suffisamment occupés.

Le processus inverse de la photo-ionisation est la *recombinaison radiative* au cours de laquelle un électron est capturé par un ion selon l'équation :

$$A' + e\ (+ E_{\text{cin}}) \rightarrow A + h \cdot \nu \text{ ou}$$
$$A' + e\ (+ E_{\text{cin}}) \rightarrow A^* + h \cdot \nu_1$$
$$\rightarrow A + h \cdot \nu_1 + h \cdot \nu_2$$

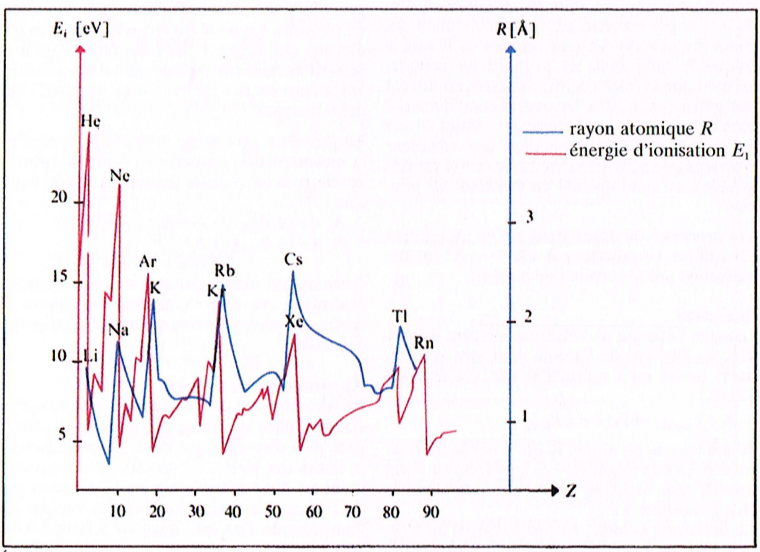
Avec un gaz ionisé, par ex. dans une décharge électrique, on observe, au-delà des limites de séries, un spectre continu qui met en évidence ce processus.

Rayonnement de freinage
Le rayonnement de freinage apparaît lorsqu'un électron libre est freiné par un ion, en conservant plus d'énergie que celle qui correspond à la limite des séries. Le spectre de ce rayonnement est donc continu. On peut l'observer lors du freinage de rayons cathodiques rapides sur l'anticathode d'un tube à rayons X (voir p. 14 et suiv.).

	I		II		III		IV		V		VI		VII		VIII	
	a	b	a	b	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a
1	1 H 1,008															2 He 4,003
2	3 Li 6,940		4 Be 9,013			5 B 10,82		6 C 12,012		7 N 14,008		8 O 16,00		9 F 19,00		10 Ne 20,183
3	11 Na 22,991		12 Mg 24,32			13 Al 26,98		14 Si 28,09		15 P 30,975		16 S 32,066		17 Cl 35,457		18 Ar 39,944
4	19 K 39,100		20 Ca 40,08		21 Sc 44,96		22 Ti 47,90		23 V 50,95		24 Cr 52,01		25 Mn 54,94		26 Fe 55,85 27 Co 58,94 28 Ni 58,71	
4		29 Cu 63,54		30 Zn 65,38		31 Ga 69,72		32 Ge 72,60		33 As 74,91		34 Se 78,96		35 Br 79,916		36 Kr 83,80
5	37 Rb 85,48		38 Sr 87,63		39 Y 88,92		40 Zr 91,22		41 Nb 92,91		42 Mo 95,95		43 Tc 99		44 Ru 101,1 45 Rh 102,91 46 Pd 106,4	
5		47 Ag 107,88		48 Cd 112,41		49 In 114,82		50 Sn 118,70		51 Sb 121,76		52 Te 127,61		53 I 126,91		54 Xe 131,3
6	55 Cs 132,91		56 Ba 137,36		57 La → 71 Lu		72 Hf 178,58		73 Ta 180,95		74 W 183,86		75 Re 186,22		76 Os 190,2 77 Ir 192,2 78 Pt 195,09	
6		79 Au 197,0		80 Hg 200,61		81 Tl 204,39		82 Pb 207,21		83 Bi 209,00		84 Po 210		85 At 210		86 Rn 222,04
7	87 Fr 223		88 Ra 226,05		89 Ac →103 Lr		104 Rf 261		105 Db 262		106 Sg 263		107 Bh 264		108 Hs 265 109 Mt 266 110 Uun 268	
7		111Uun 272		112 Uub 277		(113 Uut)		114 Uuq 285		(115 Uup)		116 Uuh 289		(117 Uus)		118 Uuo 293

lanthanides															
6	58 Ce 140,13	59 Pr 140,92	60 Nd 144,27	61 Pm 145	62 Sm 150,35	63 Eu 152,0	64 Gd 157,26	65 Tb 158,93	66 Dy 162,51	67 Ho 164,94	68 Er 167,27	69 Tm 168,94	70 Yb 173,04	71 Lu 174,99	
actinides															
7	90 Th 232,05	91 Pa 231	92 U 238,07	93 Np 237	94 Pu 242	95 Am 243	96 Cm 245	97 Bk 247	98 Cf 249	99 Es 255	100 Fm 252	101 Md 256	102 No 253	103 Lr 257	

Classification périodique des éléments

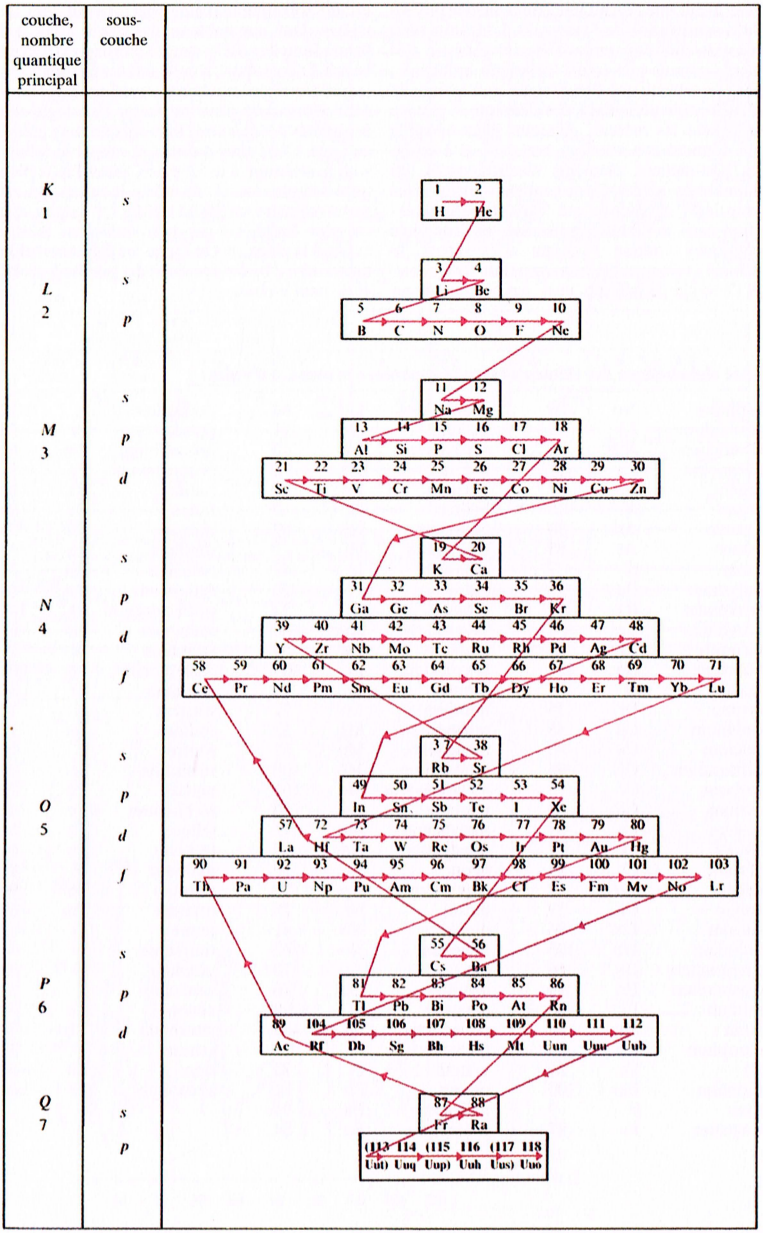


Énergie d'ionisation et rayon atomique en fonction du numéro d'ordre Z

Bien avant que l'on ait une connaissance précise de la constitution de l'atome, D. I. MENDELEÏEV constata que l'on pouvait classer tous les éléments connus par masse atomique croissante, dans un tableau que l'on désigne sous le nom de **classification périodique des éléments**. À gauche se situent les métaux, éléments électropositifs qui donnent des solutions basiques, et à droite les non-métaux, éléments électronégatifs qui donnent des acides. Ce ne sont pas seulement les propriétés chimiques qui varient périodiquement dans ce tableau, mais aussi les propriétés physiques comme l'énergie d'ionisation, le volume atomique, la température de fusion, etc. À l'époque de MENDELEÏEV, on ne connaissait qu'une soixantaine d'éléments : il avait donc dû laisser dans son tableau des cases vides qui furent remplies par la suite, à mesure des découvertes. D'autre part, si on classe les éléments par masse atomique croissante, certaines inversions sont nécessaires pour respecter l'analogie des propriétés des éléments figurant dans une même colonne. C'est ainsi qu'on doit ranger le tellure sous le sélénium à la 52e place, avant l'iode bien qu'il soit plus lourd ; de même le potassium est manifestement un métal alcalin, et l'argon, qui est plus lourd, un gaz rare qu'il faut mettre avant, à la place 18. On range les éléments selon un *numéro d'ordre* croissant de gauche à droite et de haut en bas.

Liste alphabétique des éléments (avec le symbole et le numéro d'ordre)

actinium	Ac	89	gadolinium	Gd	64	potassium	K	19
aluminium	Al	13	gallium	Ga	31	praséodyme	Pr	59
américium	Am	95	germanium	Ge	32	prométhium	Pm	61
antimoine	Sb	51	hafnium	Hf	72	protactinium	Pa	91
argent	Ag	47	hassium	Hs	108	radium	Ra	88
argon	Ar	18	hélium	He	2	radon	Rn	86
arsenic	As	33	holmium	Ho	67	rhénium	Re	75
astate	At	85	hydrogène	H	1	rhodium	Rh	45
azote	N	7	indium	In	49	rubidium	Rb	37
baryum	Ba	56	iode	I	53	ruthénium	Ru	44
berkélium	Bk	97	iridium	Ir	77	rutherfordium	Rf	104
beryllium	Be	4	krypton	Kr	36	samarium	Sm	62
bismuth	Bi	83	lanthane	La	57	scandium	Sc	21
bohrium	Bh	107	lawrencium	Lr	103	seaborgium	Sg	106
bore	B	5	lithium	Li	3	sélénium	Se	34
brome	Br	35	lutétium	Lu	71	silicium	Si	14
cadmium	Cd	48	magnésium	Mg	12	sodium	Na	11
calcium	Ca	20	manganèse	Mn	25	soufre	S	16
californium	Cf	98	meitnerium	Mt	109	strontium	Sr	38
carbone	C	6	mendélévium	Md	101	tantale	Ta	73
cérium	Ce	58	mercure	Hg	80	technétium	Tc	43
césium	Cs	55	molybdène	Mo	42	tellure	Te	52
chlore	Cl	17	néodyme	Nd	60	terbium	Tb	65
chrome	Cr	24	néon	Ne	10	thallium	Tl	81
cobalt	Co	27	neptunium	Np	93	thorium	Th	90
cuivre	Cu	29	nickel	Ni	28	thulium	Tm	69
curium	Cm	96	niobium	Nb	41	titane	Ti	22
dubnium	Db	105	nobelium	No	102	tungstène	W	74
dysprosium	Dy	66	or	Au	79	uranium	U	92
einsteinium	Es	99	osmium	Os	76	vanadium	V	23
erbium	Er	68	oxygène	O	8	xénon	Xe	54
étain	Sn	50	palladium	Pd	46	ytterbium	Yb	70
europium	Eu	63	phosphore	P	15	yttrium	Y	39
fer	Fe	26	platine	Pt	78	zinc	Zn	30
fermium	Fm	100	plomb	Pb	82	zirconium	Zr	40
fluor	F	9	plutonium	Pu	94			
francium	Fr	87	polonium	Po	84			



Remplissage des couches

Le numéro d'ordre des atomes dans la classification périodique prend une signification claire grâce à la physique atomique : c'est le *numéro atomique*, charge positive du noyau exprimée en charges élémentaires, qui est égale au nombre d'électrons.

L'organisation de la classification est fondée sur le principe suivant : chaque atome peut être construit à partir du précédent en augmentant la charge du noyau d'une charge élémentaire et en ajoutant un nouvel électron dans l'état d'énergie minimale.

Le principe d'exclusion de Pauli, qui est valable pour les particules de spin $\frac{1}{2}$, donc pour les électrons, interdit à deux électrons d'occuper le même état dans un atome : ils ne peuvent pas avoir leurs quatre nombres quantiques identiques ; ces nombres quantiques, n, l, m et s, ont été définis p. 31.
Les électrons se répartissent les uns après les autres dans différentes *couches* correspondant aux différents nombres quantiques principaux : pour $n = 1, 2, 3, 4$ ..., ces couches s'appellent K, L, M, N... Les nombres quantiques sont soumis aux conditions énoncées p. 31. Chaque couche se subdivise en *sous-couches* dépendant des valeurs de l possibles ; la structure de chaque couche est :

Couche K : $n = 1$.
$l = 0$, sous-couche s, $m = 0$: 2 places.

Couche L : $n = 2$.
$l = 0$, sous-couche s, $m = 0$: 2 places.
$l = 1$, sous-couche p, $m = 0, \pm 1$: 6 places.

Couche M : $n = 3$.
$l = 0$, sous-couche s, $m = 0$: 2 places.
$l = 1$, sous-couche p, $m = 0, \pm 1$: 6 places.
$l = 2$, sous-couche d, $m = 0, \pm 1, \pm 2$: 10 places.

Couche N : $n = 4$
$l = 0$, sous-couche s, $m = 0$: 2 places.
$l = 1$, sous-couche p, $m = 0, \pm 1$: 6 places.
$l = 2$, sous-couche d, $m = 0, \pm 1, \pm 2$: 10 places.
$l = 3$, sous-couche f, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$: 14 places.

Et ainsi de suite.

Une couche correspondant au nombre quantique principal n peut contenir $2n^2$ électrons.

La classification comprend 7 lignes (périodes), dans lesquelles Z augmente de 1 de gauche à droite, et 8 colonnes (groupes), comprenant des éléments de mêmes propriétés chimiques. Les principaux sont :

Les **alcalins**, éléments de la première colonne autres que l'hydrogène, possèdent sur leur couche externe un seul électron qui peut quitter très facilement l'atome : ils sont donc électropositifs et donnent des cations.

Les **halogènes**, éléments de l'avant-dernière colonne, ont besoin d'un électron pour compléter leur couche externe en remplissant la sous-couche p : cet électron est facilement capté, donnant un anion.

Les **gaz rares**, éléments de la dernière colonne, ont leur couche externe saturée ; à l'exception de l'hélium, ils ont 6 électrons dans la sous-couche p. Ils n'ont pas tendance à perdre ou à capter un électron, et sont inertes chimiquement.

Éléments de transition : à partir de la 4e ligne intervient la sous-couche d correspondant au nombre quantique principal n ; son énergie est plus élevée que celle de la sous-couche s correspondant à $n+1$, qui se remplit en premier. On a donc 10 éléments correspondant au remplissage de la sous-couche d.

Lanthanides : la sous-couche 4 f se remplit après la sous-couche 6 s. Les éléments de numéro atomique 57 à 71 ont leurs couches externes identiques, d'où des propriétés chimiques voisines.

Actinides : de même, les éléments de Z = 89 à 103 correspondent au remplissage de la sous-couche 5 f, la sous-couche plus externe 7 s étant déjà remplie. Ils se ressemblent aussi chimiquement.

Le dernier élément présent dans la nature est l'uranium (Z = 92) ; les noyaux suivants sont instables. On les a synthétisés dans des réacteurs nucléaires, en petites quantités seulement, et leur configuration électronique n'est pas encore complètement élucidée.

La **valence** chimique est déterminée par le nombre d'électrons qu'un atome peut perdre (valence positive) ou gagner (valence négative) pour que sa couche électronique externe soit complète : l'hydrogène et les métaux alcalins ont une valence positive, les halogènes une valence négative.

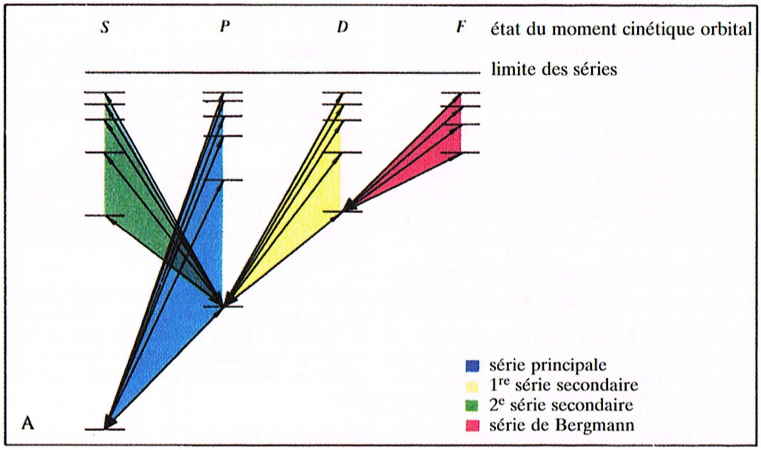
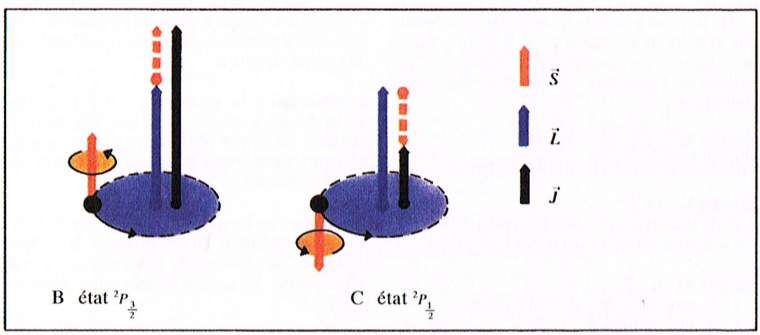
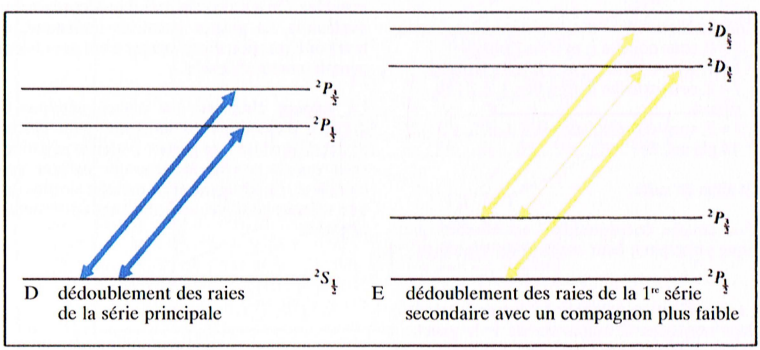


Schéma des termes de l'atome de potassium avec les séries spectrales



Possibilités de composition des moments cinétiques orbital et de spin pour l'état ^2P



Structure double des raies spectrales des alcalins

Les **alcalins**, éléments de la première colonne de la classification périodique, ont seulement un électron dans la couche périphérique et ressemblent donc à l'atome d'hydrogène qui ne possède qu'un électron. On appelle cet électron périphérique l'**électron optique** parce que les spectres optiques des alcalins en dépendent, ou **électron de valence** à cause de son importance dans le comportement chimique. Le champ de force auquel est soumis l'électron provient de la charge positive du noyau + Z · *e* (Z est le numéro d'ordre) et des (Z – 1) électrons des couches profondes. On appelle *cœur de l'atome* l'ensemble du noyau et des couches profondes.

La probabilité de présence de l'électron optique dans le cœur de l'atome dépend du nombre quantique orbital *l* : son énergie ne dépend donc pas seulement du nombre quantique principal *n*, comme pour l'atome d'hydrogène, mais aussi de *l*. L'énergie des états *s* est alors :

$$E_s = \frac{h \cdot c \cdot R}{(n+s)^2} \quad n = 1, 2, 3 \ldots$$

celle des états *p*

$$E_p = \frac{h \cdot c \cdot R}{(n+p)^2} \quad n = 2, 3, 4 \ldots, \text{etc.}$$

s et *p* sont des termes correctifs négatifs, d'autant plus grands en valeur absolue que l'atome est plus lourd et que *l* est plus petit. Quand l'électron retombe d'un niveau excité à son niveau initial, il y a émission d'un photon d'énergie $E = h \cdot \nu$, *E* étant la différence d'énergie entre les deux états. On fait intervenir les *termes spectraux* :

$$n\,S = \frac{R}{(n+s)^2}, \quad n\,P = \frac{R}{(n+s)^2}$$
$$n\,D = \frac{R}{(n+s)^2}, \quad n\,F = \frac{R}{(n+f)^2}$$

Le nombre d'onde ν d'une raie d'une série est égal à la différence de deux termes spectraux, ce qui donne les séries suivantes :

Série principale : $1\,S — n\,P$; $n = 2, 3, 4 \ldots$

1re série secondaire : $2\,P — n\,D$; $n = 3, 4, 5 \ldots$

2e série secondaire : $2\,P — n\,S$; $n = 2, 3, 4 \ldots$

série de Bergmann : $3\,D — n\,F$; $n = 4, 5, 6 \ldots$

On voit que dans ces spectres, seules apparaissent les raies qui correspondent aux transitions $S — P$, $P — D$, $P — S$ et $D — F$, donc *l* ne peut varier que de + 1 ou de – 1. C'est la **règle de sélection** $\Delta = \pm 1$.

Les nombres quantiques utilisés ici ne concordent pas avec les nombres de couches occupées ; les spectroscopistes appellent niveau 1 celui qui correspond à l'énergie minimale de l'atome, c.-à-d. à son état normal : il correspond à $n = 2$ pour le lithium, $n = 3$ pour le sodium, etc.

On appelle *nombre quantique effectif* d'un état d'énergie *E* le nombre $n_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{h \cdot c \cdot R}{E}}$; pour les atomes alcalins il est égal à $(n + s)$, $(n + p)$, etc. On utilise pour *n* les notations de la spectroscopie.

Structure double des raies spectrales

Les raies spectrales des alcalins ne sont pas simples, elles comprennent deux composantes rapprochées : ce sont des doublets. En effet, le moment cinétique de spin, dont le module est $|\vec{s}| = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)} \cdot \hbar$, se compose vectoriellement avec le moment cinétique orbital, de module $|\vec{l}| = \sqrt{l \cdot (l+1)} \cdot \hbar$, pour donner un moment cinétique total $|\vec{j}| = \sqrt{j \cdot (j+1)} \cdot \hbar$, *j* pouvant prendre les valeurs $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$ ... Pour une même valeur du moment cinétique orbital, selon la position du moment cinétique de spin par rapport à celui-ci (parallèle ou antiparallèle), le module du moment cinétique total peut prendre deux valeurs qui diffèrent de $\hbar$: $j = l \pm s$; *j*, qui doit être positif, est appelé *nombre quantique interne*. L'état *S* fait exception puisqu'on a alors $l = 0$; donc la seule possibilité pour $\vec{j}$ est $\vec{s}$, et *j* n'a que la valeur $\frac{1}{2}$.

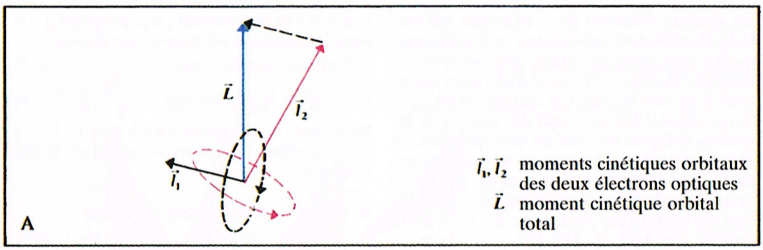
On note les *termes spectraux* de la façon suivante : on écrit le nombre quantique principal, puis la lettre *S*, *P*, *D*... précédée en exposant par le nombre $2s + 1 = 2$, et suivie en indice par le nombre *j*. Ainsi, l'état fondamental est noté $n^2S_{\frac{1}{2}}$, *n* étant égal à 2 pour le lithium, 3 pour le sodium, 4 pour le potassium... Les raies bien connues D_1 et D_2 du sodium, de longueurs d'onde 589,0 et 589,6 nm, sont dues aux transitions suivantes :

$$D_1 : 3\,^2S_{\frac{1}{2}} — 3\,^2P_{\frac{1}{2}}$$

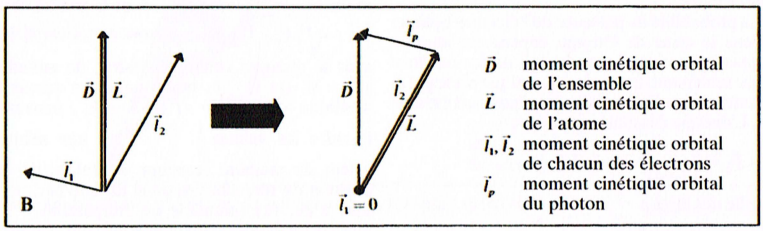
$$D_2 : 3\,^2S_{\frac{1}{2}} — 3\,^2P_{\frac{3}{2}}$$

Les termes *P* et *D* étant doubles, on devrait observer quatre raies lors de la transition d'un état *P* à un état *D*. Or on n'en observe que trois ; on en conclut que le nombre quantique *j* obéit à la règle de sélection : $\Delta j = 0, \pm 1$. Si $\Delta j = 0$, le sens du spin doit changer, ce qui se produit avec une très faible probabilité : la raie émise est très faible, et on ne voit qu'un doublet.

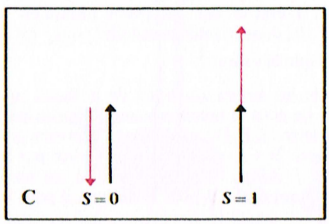
Quand on passe d'un alcalin à un autre, l'écart entre les deux raies du premier doublet de la série principale varie comme le carré de la masse atomique.



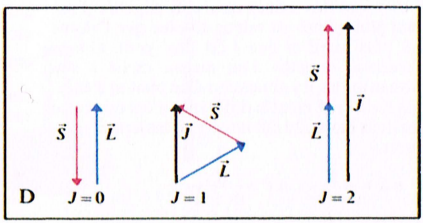
Composition de deux moments cinétiques orbitaux individuels en un moment cinétique orbital total



Transition d'un atome à deux électrons de l'état *p, d, D* dans l'état *s, d, D* sans variation du moment cinétique orbital de l'ensemble



Possibilités de composition des spins pour un atome à deux électrons



Décomposition en triplet de l'état P ($L = 1$) avec $S = 1$ pour un atome à deux électrons

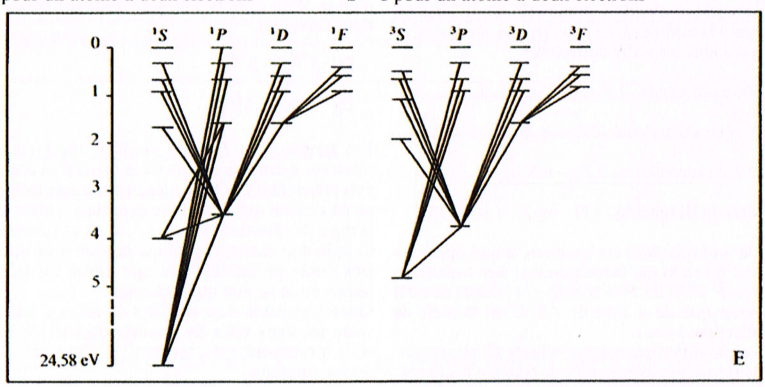


Diagramme des niveaux d'énergie de l'hélium avec les transitions possibles. Il n'y a pas de transition entre les niveaux de simplets et les niveaux de triplets.

En spectroscopie, on entend par atomes à plusieurs électrons ceux qui ont plusieurs électrons optiques, c.-à-d. plusieurs électrons dans la couche externe. Les électrons des couches internes complètes ne jouent aucun rôle dans les propriétés chimiques ou les spectres optiques.

Pour caractériser l'état d'un atome alcalin, il suffit de connaître les nombres quantiques de l'électron optique ; mais pour les atomes à plusieurs électrons, on a besoin aussi du moment cinétique orbital total $\vec{L}$, du moment de spin total $\vec{S}$ et du moment cinétique total $\vec{J}$. On utilise une représentation appelée *modèle vectoriel de l'atome*, dans laquelle les moments cinétiques des différents électrons se composent vectoriellement. Les résultantes sont notées par des majuscules, alors que les nombres quantiques des différents électrons sont donnés en minuscules. Ainsi par ex. pour l'hélium, si les deux électrons optiques sont, l'un dans l'état p et l'autre dans l'état d, l'ensemble est dans l'état P, D ou F.
Pour le moment cinétique orbital total, la condition quantique $|\vec{L}| = \sqrt{L \cdot (L+1)}$, où L est entier, est encore valable.

Lors de l'émission d'un photon lumineux par un atome alcalin, le moment cinétique orbital de l'électron varie exactement de la valeur $\hbar$. Or, le moment cinétique de l'ensemble (atome + photon) doit se conserver lors de l'émission du photon ; on en déduit que le moment cinétique de rotation propre du photon est lui-même égal à $\hbar$.
Si l'atome comporte plusieurs électrons, celui qui change d'orbite obéit à la règle de sélection $\Delta l = \pm 1$, qui, pour le moment cinétique orbital total, équivaut à $\Delta L = 0$ ou ± 1 ; de plus, les transitions entre deux états S ($L = 0$) sont interdites.
Lors d'un rayonnement sans variation du moment cinétique de l'ensemble, les nombres quantiques changent pour au moins deux des électrons optiques : dans l'exemple (fig. B), il y a variation des nombres quantiques l_1 et m_2 qui donne la position du moment cinétique orbital du deuxième électron par rapport au moment cinétique orbital de l'atome.
Les moments magnétiques, angulaire et de spin, des différents électrons interagissent entre eux ; on dit qu'il y a un *couplage* entre eux. Pour les atomes les plus lourds, on peut négliger les couplages entre les l et entre les s des différents électrons par rapport au couplage entre moment cinétique orbital l et spin s de chaque électron : c'est le couplage jj, dans lequel le moment cinétique total $\vec{J}$ est la somme vectorielle des $\vec{j}$ de tous les électrons. Dans le cas contraire, le plus fréquent, on a affaire au couplage de Russel-Saunders : $\vec{J}$ est alors la somme vectorielle du moment orbital total $\vec{L}$ et du moment de spin total $\vec{S}$. C'est le cas que nous envisageons ici.

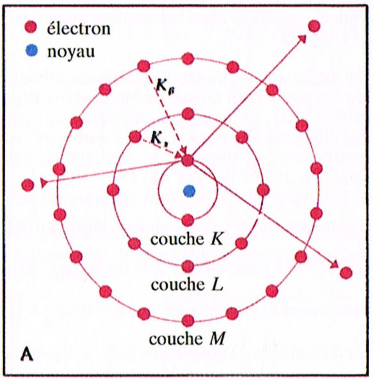
Pour $\vec{J}$ s'applique aussi la condition quantique : $|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)} \cdot \hbar$.

De même que les moments cinétiques orbitaux se composent pour donner un moment cinétique orbital total, les moments cinétiques de spins des différents électrons se composent aussi vectoriellement en donnant un moment de spin total. On a : $|\vec{S}| = \sqrt{S(S+1)}\,\hbar$.
Si le nombre E des électrons optiques est pair, S prend toutes les valeurs entières allant de 0 à $\frac{E}{2}$, soit $(\frac{E}{2}+1)$ possibilités ; si E est impair, S est demi-entier et prend toutes les valeurs de $\frac{1}{2}$ à $\frac{E}{2}$; il y a donc $(\frac{E}{2}+\frac{1}{2})$ possibilités (par ex. 2 possibilités pour $E = 2$ ou 3, 3 possibilités pour $E = 4$ ou 5).

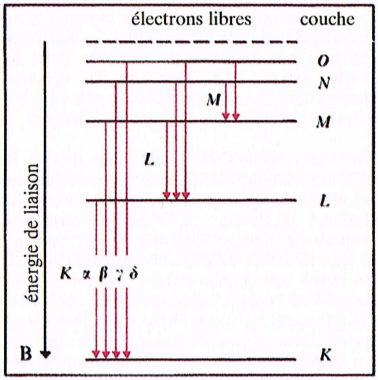
$|\vec{J}|$ peut prendre toutes les valeurs positives, entières ou demi-entières selon la valeur de S, et différant d'une unité, de $L + S$ à $|L - S|$, soit : $L+S, L+S-1, L+S-2, \ldots, |L-S|$. Si $L > S$, J peut donc prendre $2S + 1$ valeurs pour L donné. Si $L < S$, J peut prendre $2L + 1$ valeurs pour S donné ; pour $L = 0$ en particulier, $J = S$: les termes S sont simples.
À chaque valeur de J correspond une valeur de l'énergie un peu différente : les états d'énergie des atomes à plusieurs électrons sont multiples ; leur nombre est $(2S + 1)$ ou $(2L + 1)$ selon que S est inférieur ou supérieur à L. Seuls les états S ne sont pas décomposés.

L'hélium, atome à deux électrons, présente deux diagrammes d'énergie indépendants, que l'on faisait autrefois correspondre à deux formes différentes de ce corps ; mais, depuis qu'on connaît l'existence du spin, on sait qu'ils correspondent aux valeurs 0 et 1 du spin total (les spins individuels des électrons sont antiparallèles ou parallèles). On a affaire à un atome léger, donc c'est le couplage de Russel-Saunders qui s'applique. Dans le premier système, la seule valeur possible pour J est L : il s'agit d'un niveau de *simplet*. Dans le second système, J peut prendre les valeurs $L-1$, L, $L+1$: on a un niveau de *triplet*. Il n'y a que le niveau $1S$ qui n'ait pas de triplet : les nombres quantiques des deux électrons sont alors $n = 1$, $l = 0$, donc forcément $m = 0$; d'après le principe de Pauli, on ne peut avoir aussi $s = \frac{1}{2}$ pour les deux.

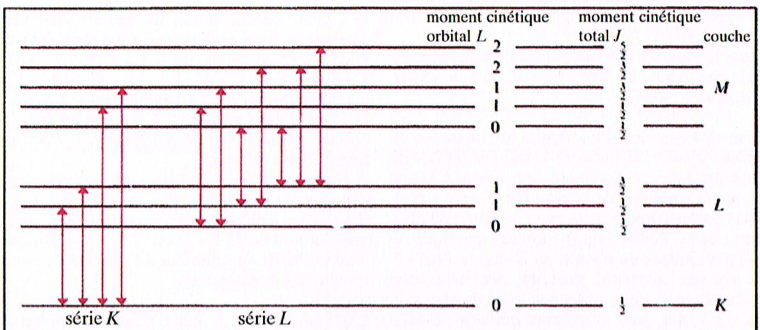
Le spin ne variant pas lors de l'émission de lumière, il n'y a pas de raies spectrales correspondant à la transition d'un système à l'autre.



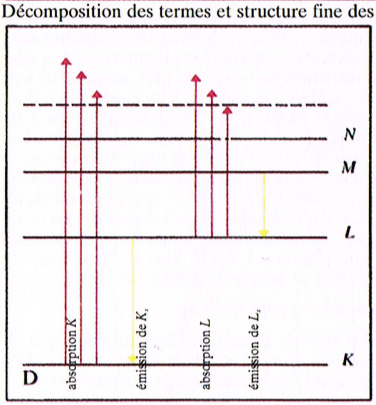
Excitation du rayonnement X par choc électronique (schématique)



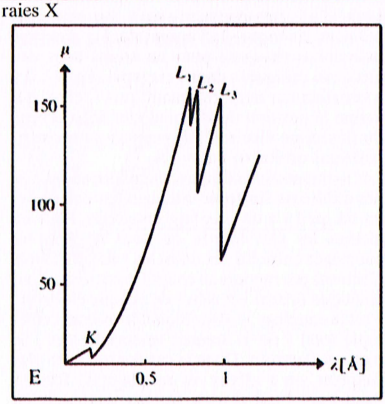
Représentation des séries des raies d'émission de rayons X sans prise en compte de la structure fine



Décomposition des termes et structure fine des raies X



Représentation de l'absorption des rayons X dans un diagramme d'énergie



Coefficient d'absorption μ du plomb en fonction de la longueur d'onde λ. Les trois structures de la discontinuité L correspondent à des transitions d'un électron de la couche L sur des niveaux optiques.

Les **rayons X** se forment lorsqu'on envoie un faisceau d'électrons énergétiques sur une cible constituée d'un élément lourd. Leur spectre comprend un spectre **continu de rayonnement de freinage** indépendant du matériau heurté, qui ne dépend que de l'énergie des électrons incidents, et un spectre de **raies** caractéristique du matériau de la cible.

Ces raies caractéristiques viennent de transitions d'électrons entre les niveaux internes de l'atome, qui sont complètement remplis au repos. L'énergie de liaison de ces électrons est beaucoup plus élevée que celle des électrons optiques, donc l'énergie des photons émis ici est très supérieure à l'énergie lumineuse, et leur longueur d'onde est très courte.

Pour créer ce rayonnement, un électron doit d'abord être propulsé à l'extérieur des couches internes, laissant une place libre pour les transitions.

Les spectres X caractéristiques sont composés de différentes séries qui portent les noms de série *K*, série *L*, série *M*, etc. Les lettres indiquent la couche la plus interne concernée par l'émission de la série ; la série *K*, qui correspond aux transitions sur la couche la plus interne, est donc la plus énergétique et celle dont les ondes sont les plus courtes.

On peut mesurer le numéro atomique Z d'un atome en utilisant la fréquence de la raie K_α qui correspond à la transition des électrons de la couche *L* à la couche *K*, et la **loi de Moseley**

$$\nu = R\frac{3}{4}(Z-1)^2$$

où *R* est la constante de Rydberg du modèle de Bohr, bien connue. De façon générale, on peut représenter les fréquences des raies X d'un atome de numéro atomique *Z* par des équations de la forme :

$$\nu_K = R(Z-1)^2\left(\frac{1}{1^2}-\frac{1}{n^2}\right)$$

$$\nu_L = R(Z-1)^2\left(\frac{1}{2^2}-\frac{1}{n^2}\right) \text{ etc.,}$$

dans lesquelles on ne tient pas compte de la structure fine des raies (voir plus bas). Les spectres X ne sont pas influencés par la structure complexe des couches externes, incomplètes en général : ils sont donc plus simples que les spectres optiques, et on peut en conclure que tous les atomes ont la même structure interne (voir le principe de l'organisation de la classification périodique, p. 37).

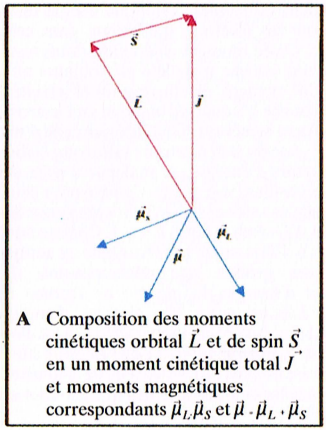
La **structure fine** des raies X provient du fait suivant : les états d'énergie des atomes auxquels il manque un électron dans une couche donnée dépendent du moment cinétique orbital résultant pour les électrons qui restent dans cette couche. Or, le moment cinétique orbital résultant d'une couche complète est toujours nul ; donc, le moment cinétique orbital résultant d'une couche à laquelle il manque un électron a exactement la même probabilité que celui d'une couche avec un seul électron : la décomposition des niveaux d'énergie est analogue à celle des atomes alcalins (voir p. 39). Comme pour ceux-ci, les seules raies permises sont celles pour lesquelles $\Delta J = 0$ ou ± 1 et $\Delta L = \pm 1$. Comme SOMMERFELD l'a montré, la mécanique quantique relativiste produit une décomposition des niveaux d'énergie du modèle de l'atome de Bohr. L'écart entre les niveaux d'énergie dépend du moment cinétique orbital ; il est d'autant plus grand que la vitesse de l'électron sur sa trajectoire est plus proche de celle de la lumière : c'est dans les couches internes que cet effet est le plus net.

Absorption des rayons X

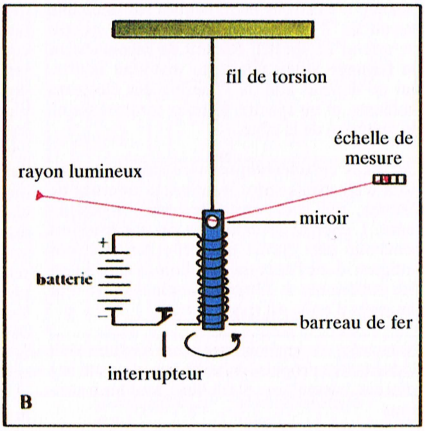
Alors que les spectres d'absorption optiques sont des spectres de raies, les spectres d'absorption des rayons X sont continus : en effet l'émission de la raie K_α, par exemple, correspond à la transition de la couche *L* à la couche *K* ; son absorption devrait correspondre à la transition de la couche *K* à la couche *L*. Mais, quand l'atome est dans son état normal, la couche *L* est complète et un électron de la couche *K* ne peut sauter sur cette couche, ni sur une autre couche profonde ; il ne peut que quitter l'atome, ou être propulsé sur un niveau optique non occupé (mais la différence d'énergie entre un niveau optique et l'état libre est si petite par rapport aux énergies de liaison des couches internes qu'on peut pratiquement confondre ces deux états).

L'absorption X est caractérisée par un spectre continu avec expulsion d'électrons dont la vitesse est facilement calculable. Si l'on trace la courbe donnant le coefficient d'absorption μ en fonction de la longueur d'onde λ, on obtient une série d'arcs courbes croissants, séparés par des **discontinuités d'absorption** qui correspondent à l'ionisation à partir des différentes couches internes.

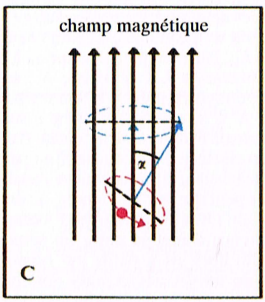
Si les rayons incidents ont une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation à partir d'une couche profonde donnée, la couche *L* par exemple, leur absorption libère une place sur cette couche ; il se produit des transitions d'électrons venant de couches plus éloignées du noyau, et il y a émission des raies de la série *L* ; leur longueur d'onde est évidemment supérieure à la plus courte de celles qui correspondent à la discontinuté d'absorption pour la couche *L*.



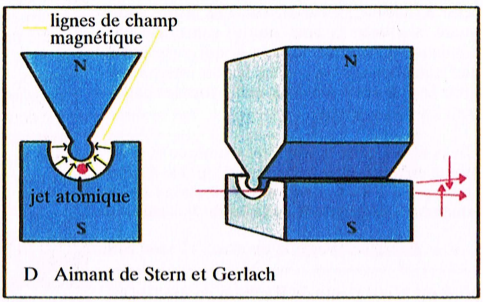
Moments cinétiques et magnétiques



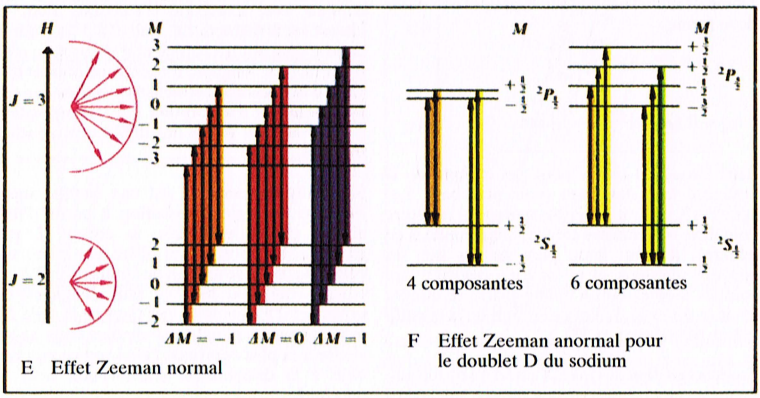
Montage expérimental pour la mesure de l'effet Einstein-de Haas



Précession du moment magnétique autour du champ magnétique



Division d'un jet atomique dans l'expérience de Stern et Gerlach



Décomposition des termes et transitions dans l'effet Zeeman

Un matériau magnétisable placé dans un champ magnétique H acquiert un *vecteur aimantation* $M = \chi \cdot H$; χ est la *susceptibilité* du matériau. Selon son signe (M parallèle ou antiparallèle à H), le matériau est para- ou ferromagnétique, ou diamagnétique. χ dépend de l'organisation de la couche électronique externe : les atomes d'un matériau paramagnétique ont un moment magnétique, ceux d'un matériau diamagnétique n'en ont pas. Les atomes dont l'état fondamental est $^1S_0$ sont donc diamagnétiques.

Le **moment magnétique** d'un atome provient du mouvement des électrons sur leur trajectoire et de leur rotation propre (spin). Un électron en mouvement sur sa trajectoire avec le moment cinétique $\vec{L}$ représente une spire de courant qui produit un moment magnétique $\vec{\mu} = \frac{e}{2m} \cdot \vec{L}$, e et m étant la charge et la masse de l'électron. $\vec{\mu}$ est parallèle à $\vec{L}$ et de sens contraire, car e est négatif. La projection de $\vec{L}$ sur la direction d'un champ magnétique est un multiple entier de $\hbar$: μ est donc un multiple entier d'une unité appelée *magnéton de Bohr*, $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$.

Les mesures spectroscopiques montrent que le moment magnétique dû au spin correspond à peu près au double de ce que donne l'équation ci-dessus : un spin de grandeur $\frac{\hbar}{2}$ crée donc un moment magnétique égal au magnéton de Bohr. On appelle *rapport gyromagnétique* la quantité $\gamma = \frac{\mu}{L}$. On a $\gamma = g\,\mu_B \cdot \frac{1}{\hbar}$; g, le *facteur de Landé*, est compris entre 1 et 2. Le moment cinétique total $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ et le moment magnétique $\vec{\mu}$ d'un atome ne sont pas parallèles sauf si $\vec{S} = 0$. Mais c'est la projection de $\vec{\mu}$ sur $\vec{J}$ qui intervient dans les propriétés magnétiques $\vec{\mu}$ de l'atome, d'où le calcul de g en fonction de S, L et J.
Dans le fer, la magnétisation est créée presque uniquement par les spins des atomes : c'est ce que montre l'effet Einstein-de Haas. Si l'on plonge un barreau de fer dans un champ magnétique extérieur, on oriente les spins, ce qui crée un moment cinétique $\vec{L}$. Mais le moment cinétique du barreau se conserve ; comme il était nul au départ, il se crée un moment cinétique $-\vec{L}$, et le barreau se met à tourner. On mesure cette rotation avec un miroir fixé sur le fer.

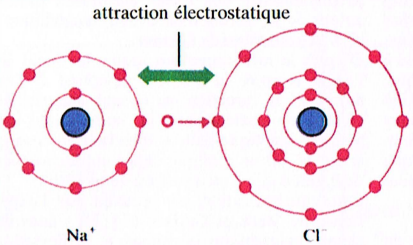
Quantification spatiale
Un dipôle magnétique de moment μ, placé dans un champ magnétique H, a une énergie potentielle $E_p = -\mu \cdot H \cdot \cos\alpha$, où α est l'angle de la direction du dipôle avec le champ magnétique. Celui-ci exerce donc sur le dipôle un couple de forces qui tend à le faire tourner. Mais l'atome a un moment cinétique : il peut être considéré comme une petite toupie dont l'axe de rotation, perpendiculaire aux forces agissantes, tourne autour de la direction du champ magnétique : c'est la **précession de Larmor**.
D'après la mécanique quantique, la valeur de l'angle α entre le moment cinétique $\vec{J}$ d'un atome et la direction du champ magnétique n'est pas quelconque : la composante du moment cinétique dans la direction du champ, notée M, est un multiple entier ou demi-entier de $\hbar$, selon que J est entier ou demi-entier.
Cette quantification est prouvée par l'expérience de Stern et Gerlach (fig. D) : dans un champ magnétique inhomogène, la déviation d'un jet d'atomes est proportionnelle à la composante du moment magnétique sur la direction du champ. Il s'agit d'atomes d'argent pour lesquels le moment cinétique total, $\vec{J}$, dû au spin seulement, est $\frac{1}{2}\hbar$: $\vec{J}$, ou $\vec{\mu}$, ne peut donc s'orienter que parallèlement ou antiparallèlement au champ, et le jet se divise en deux parties bien distinctes. Ce ne serait pas le cas si le moment cinétique de l'atome d'argent pouvait prendre une direction quelconque dans le champ ; en particulier, un atome dont le moment cinétique est perpendiculaire au champ ne serait pas dévié.

Effet Zeeman
Si un gaz est soumis à un champ magnétique, chaque atome prend une énergie qui dépend de son moment magnétique $\vec{\mu}$: les raies spectrales se décomposent en plusieurs raies voisines. On distingue l'effet Zeeman normal (fig. E), qui apparaît pour les atomes dont le spin résultant est nul, et l'effet Zeeman anormal (fig. F), qui concerne ceux dont le spin résultant n'est pas nul.

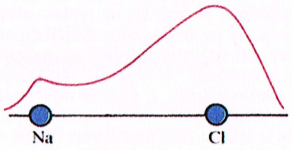
Dans l'effet Zeeman normal, qui peut aussi s'expliquer classiquement, un niveau d'énergie correspondant au moment cinétique J (en unités de $\hbar$) se décompose en $(2J + 1)$ sous-niveaux. L'écart entre deux composantes voisines du moment cinétique dans la direction du champ est égal à $\hbar$ et la différence d'énergie correspondante vaut $\mu_B H$, où H est le champ magnétique. Lors de l'émission de lumière, la règle de sélection $\Delta M = 0$ ou ± 1 s'applique : une raie spectrale se divise donc en trois.

L'effet Zeeman anormal, lui, ne s'explique que par la mécanique quantique. La règle de sélection $\Delta M = 0$ ou ± 1 est toujours valable, mais $\vec{\mu}$ n'est plus parallèle à $\vec{J}$: $\vec{\mu}$ n'est pas seulement déterminé par J, et sa composante sur la direction du champ ne dépend pas que de M. Les raies sont alors plus nombreuses.

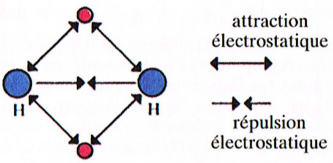
Si le champ est très intense, $\vec{S}$ et $\vec{L}$ sont découplés. Quand l'atome rayonne, S ne varie pas : on obtient encore un triplet qui correspond aux trois possibilités de variation de L. C'est l'effet Paschen-Back.



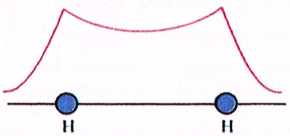
A_1 Liaison ionique dans le cas de NaCl (sel de cuisine)



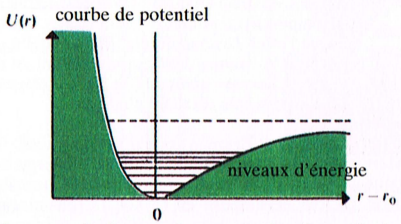
A_2 Probabilité de présence $\psi^*\psi$ de l'électron optique dans la liaison ionique



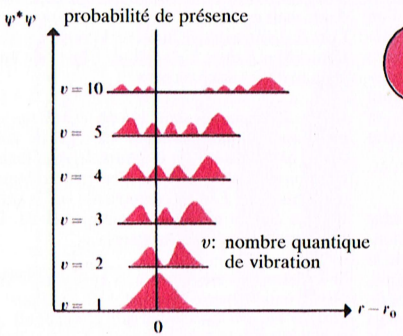
B_1 Liaison homopolaire dans H_2



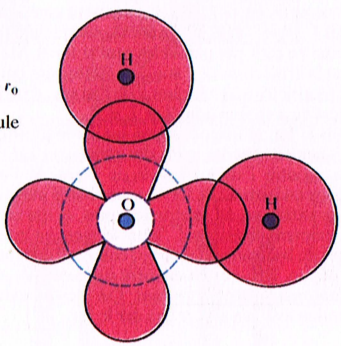
B_2 Probabilité de présence $\psi^*\psi$ de l'électron optique dans la liaison homopolaire



C_1 r_0 est la distance des noyaux dans la molécule



C_2 Molécule biatomique



D Molécule d'H_2O
■ orbitales des électrons de valence célibataires
■ noyaux, électrons des couches internes et électrons appariés

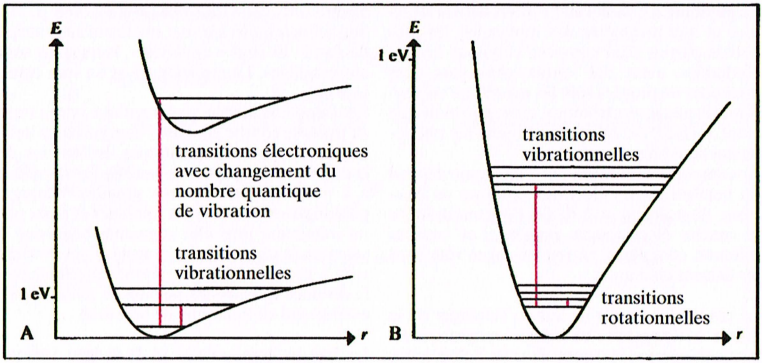
La **physique des molécules** s'intéresse à la structure et aux propriétés des molécules, les plus petites parties d'un composé chimique encore étudiables avec des outils physiques. Les méthodes employées sont les mêmes qu'en physique du nuage électronique, mais, une molécule étant formée de plusieurs atomes, les phénomènes sont plus complexes.
Le comportement chimique d'un atome dépend du nombre de ses électrons optiques ou électrons de valence, c.-à-d. de l'organisation de la couche électronique externe. Les couches internes, complètes, ne jouent aucun rôle dans les liaisons chimiques.

Le cas le plus simple de liaison chimique est la **liaison hétéropolaire** ou **liaison ionique**, qui est particulièrement marquée dans les halogénures alcalins comme le sel de cuisine NaCl : l'électron optique de la couche externe du métal va compléter la couche externe de l'halogène qui acquiert ainsi une configuration de gaz rare, très stable avec toutes ses couches électroniques complètes. L'atome alcalin devient un ion de charge $+e$, et l'atome d'halogène devient un ion de charge $-e$; ces ions exercent l'un sur l'autre une attraction électrostatique intense.
Deux ions de charges opposées s'attirent, mais leurs couches électroniques internes, qui ont des charges négatives, se repoussent : la distance des ions est telle que les forces d'attraction et de répulsion se compensent. Chaque ion s'entoure de plusieurs ions de signe opposé : on a affaire à une structure *cristalline*, la molécule ionique est un cas limite.

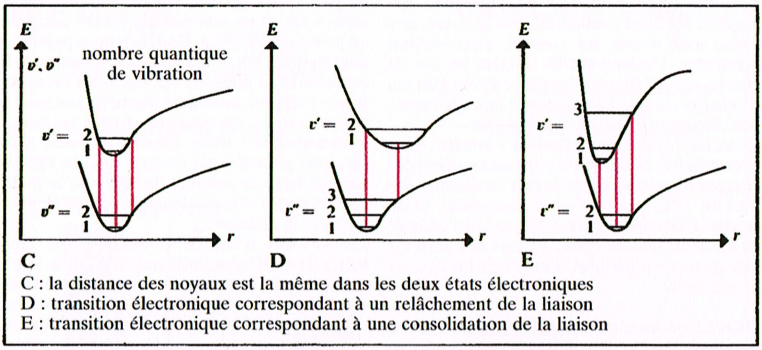
Dans une molécule en effet, intervient la **liaison covalente**, assurée par la mise en commun de paires d'électrons entre deux atomes, chacun acquérant ainsi la structure électronique du gaz rare qui le suit dans la classification périodique. Nous nous limiterons au cas de la **liaison covalente simple** ou **liaison homopolaire** assurée par une seule paire d'électrons entre deux atomes. Si la molécule est formée d'atomes semblables, comme H_2, N_2, etc., les barycentres des charges positives et négatives coïncident, la molécule est parfaitement symétrique.
D'après la théorie de Heitler et London, un électron de la molécule H_2 a la même probabilité de présence autour des deux noyaux, parce que ceux-ci sont semblables. Les deux électrons étant indiscernables, leurs fonctions d'onde ψ_1 et ψ_2 s'ajoutent (voir p. 25) : la probabilité de présence $(\psi_1 + \psi_2)^2$ est maximale au milieu du segment qui joint les deux noyaux.
Un électron ne peut pas être localisé sur une trajectoire précise, il peut appartenir à l'un ou à l'autre atome, son orbitale n'est pas définissable pour un atome H considéré à l'état isolé : les deux atomes peuvent *échanger* leurs électrons, il intervient donc une *énergie d'échange*. Les deux électrons de cette nouvelle orbitale (voir p. 31), dite *orbitale moléculaire* σ, obéissent au principe de Pauli : ils sont « appariés », leurs spins sont antiparallèles. La molécule H_2 a un spin résultant nul.
Les calculs de mécanique quantique permettent de tracer la courbe donnant l'énergie potentielle de l'ensemble des deux atomes, en fonction de la distance r des noyaux : quand on fait diminuer r à partir de valeurs très grandes, l'énergie potentielle commence par diminuer et passe par un minimum, puis elle augmente beaucoup à cause de la répulsion des noyaux. Tout système tend à prendre l'énergie potentielle minimale : la distance r_0 entre les noyaux de molécule H^2 correspond au minimum de potentiel.

La liaison homopolaire et la liaison ionique dépendent toutes deux des forces d'attraction électrostatiques entre électrons et noyaux atomiques : elles ne sont pas fondamentalement différentes, et ne sont que des formes extrêmes du même phénomène. Dans la liaison purement homopolaire entre deux atomes identiques, la probabilité de présence des électrons est symétrique ; elle est fortement asymétrique dans la liaison ionique. On rencontre toutes les formes intermédiaires ; toute liaison covalente a un *caractère partiellement ionique* qui est égal au rapport entre le moment dipolaire de la molécule (mesuré) et le produit de la charge élémentaire par la distance r_0.
Les courbes d'énergie potentielle des deux sortes de molécules, covalente et ionique, ont la même forme ; la position $r = r_0$ correspond à un équilibre *stable*. Au voisinage de cette position d'équilibre, les courbes sont assimilables à des paraboles d'équation $E = \frac{1}{2} k (r - r_0)^2$: tout écart $(r - r_0)$ à la position d'équilibre crée une force de rappel qui lui est proportionnelle. On a affaire à un *oscillateur harmonique* (voir p. 23) dont, en mécanique quantique, l'énergie dépend du nombre quantique de vibration v. Les écarts entre les niveaux d'énergie de ces vibrations sont à peu près 10 fois plus petits que ceux entre les niveaux électroniques : les photons correspondants sont dans le proche infrarouge.

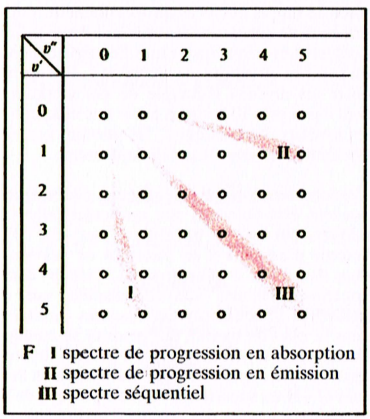
Ces considérations sur les molécules diatomiques peuvent être étendues aux molécules polyatomiques, par ex. la molécule d'eau (fig. D) ; l'atome d'oxygène a six électrons de valence : deux dans l'état $2s$ et quatre dans l'état $2p$: deux appariés (orbitales non représentées sur la figure), et deux électrons célibataires (orbitales dans le plan de figure), qui peuvent se coupler chacun avec un électron $1s$ de l'atome d'hydrogène de spin opposé. L'angle entre les deux liaisons O – H est supérieur à 90°, compte tenu de la répulsion mutuelle des noyaux d'hydrogène : il vaut 104,5°.



Transitions possibles entre états d'énergie dans une molécule



Raies les plus intenses dans une molécule diatomique, d'après le principe de Franck-Condon



Raies les plus intenses dans une transition vibronique

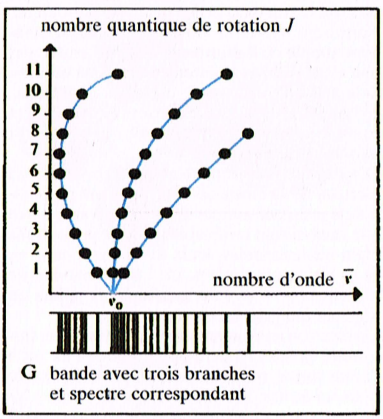


Diagramme de Fortrat

Tout comme les atomes, les molécules émettent des spectres ultraviolets, optiques et infrarouges qui correspondent aux transitions d'un état d'énergie à un autre, et constituent donc une aide précieuse pour l'étude de ces états d'énergie. Les spectres moléculaires, bien plus compliqués que les spectres atomiques, apparaissent sous forme de *bandes*, composées chacune d'un grand nombre de raies.

L'état d'énergie d'une molécule diatomique peut varier de trois façons :

1. Transitions électroniques. Un électron passe d'une couche à une autre plus élevée ou plus basse. Les différences d'énergie entre deux états sont très grandes, environ 10 eV : les spectres se situent donc dans le visible ou même le proche ultraviolet. Chaque courbe de potentiel, qui donne l'énergie de la molécule en fonction de la distance des noyaux, correspond à une configuration électronique donnée. Une transition électronique correspond donc au passage d'une de ces courbes à une autre.

2. Transitions vibrationnelles. Pour une même courbe de potentiel, les différents états d'énergie correspondent aux vibrations des noyaux les uns par rapport aux autres dans une même configuration électronique. L'énergie de vibration est quantifiée (p. 47). Les différences d'énergie entre deux états sont relativement plus petites, 0,1 à 0,5 eV environ ; les ondes correspondantes sont dans l'infrarouge proche.

3. Transitions rotationnelles. Contrairement à l'atome isolé, la molécule peut aussi avoir de l'énergie de rotation. Son moment cinétique doit être un multiple entier de $\hbar$, et l'énergie de rotation est quantifiée elle aussi. Des états de rotation voisins font une différence d'énergie de l'ordre de 10^{-2} eV : les spectres correspondants sont dans l'infrarouge lointain.

Principe de Franck-Condon

Une transition vibrationnelle s'accompagne en général d'une transition électronique : on a alors une *transition vibronique*. FRANCK et CONDON émirent entre 1925 et 1928 l'hypothèse suivante : une transition électronique se produit si vite (en moins de 10^{-13} s) que les noyaux, plus lourds, n'ont pas le temps de changer de position et de vitesse : les distances des noyaux et l'énergie cinétique de rotation sont les mêmes avant et après une transition vibronique : celle-ci est donc figurée par une verticale. Les transitions vibroniques les plus probables, qui donnent les raies les plus intenses, sont donc celles qui se produisent entre des états correspondant aux mêmes distances des noyaux, avec des probabilités de présence égales avant et après la transition.

Pour les états de vibration les plus excités, la probabilité de présence est maximale aux points d'intersection des verticales passant par le point d'état initial avec la courbe de potentiel. Les transitions les plus fréquentes ont lieu quand les points d'intersection avec deux courbes de potentiel différentes se trouvent sur une même verticale.

Parabole de Condon

On porte en abscisse les nombres quantiques de vibration v'' de l'état électronique d'énergie la plus basse et en ordonnée les nombres quantiques v' de l'état d'énergie supérieur. Si les deux courbes de potentiel se situent à la verticale l'une de l'autre (cas C), c.-à-d. si les distances des noyaux sont les mêmes pour les deux configurations électroniques, on a $v'' = v'$, donc les raies les plus intenses se situent sur la diagonale principale (fig. F III) ; le spectre obtenu est dit *séquentiel*. Si les deux courbes de potentiel ne sont pas à la verticale l'une de l'autre, donc si les distances des noyaux sont différentes pour les deux configurations, les raies les plus intenses se situent le long d'une parabole, la *parabole de Condon*. En émission, les niveaux v' de l'état supérieur sont plus peuplés que les autres : v' est petit, et la branche correspondante est donc proche de l'horizontale (F II). En absorption, au contraire, v' est petit et très inférieur à v'', la branche est proche de la verticale (FI). Plus la distance entre les noyaux varie d'une configuration à l'autre, plus la valeur de v'' (en émission) ou v' (en absorption) est élevée. Les deux branches sont symétriques par rapport à la diagonale principale. Le spectre est dit *de progression*.

Influence de la rotation

Par suite de la rotation de l'ensemble de la molécule autour de son centre de gravité, les différents termes de vibration d'un état électronique sont décomposés. À un nombre quantique de rotation J correspond une énergie de rotation $E_{rot} = h \cdot c \cdot B(v) \cdot J(J+1)$. La constante $B(v)$ dépend de l'état de vibration. Si, lors d'une transition électronique, le nombre quantique de vibration varie, le moment cinétique de rotation de la molécule varie aussi ; il est quantifié. La règle de sélection est la même que pour les atomes : $\Delta J = 0$ ou ± 1. Il y a alors décomposition d'une bande correspondant à une transition électronique dans la série entière des raies ayant les nombres d'onde :

$$\bar{\nu} = \bar{\nu}(v', v'') + B(v') \cdot J'(J'+1) - B(v'') \cdot J''(J''+1)$$

Le premier terme correspond à une transition vibronique et les deux autres à l'énergie de rotation.

Diagramme de Fortrat

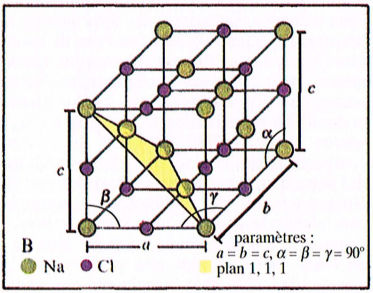
On porte en abscisse les nombres d'onde et en ordonnée les nombres quantiques de rotation J. Les cas $J' = J'' - 1$, $J' = J''$ et $J' = J'' + 1$ donnent trois paraboles, les branches P, Q et R. Pour tout point d'intersection d'une parabole avec une horizontale d'ordonnée J entière, il y a une raie.

	liaison délocalisée	liaison localisée
liaison homopolaire	métaux purs	cristaux covalents
liaison hétéropolaire	alliages	cristaux ioniques

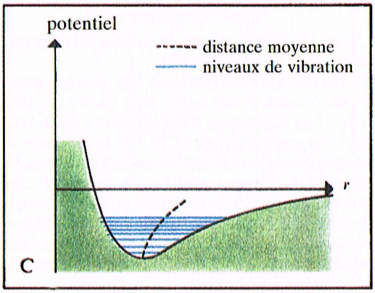
cristaux moléculaires

A

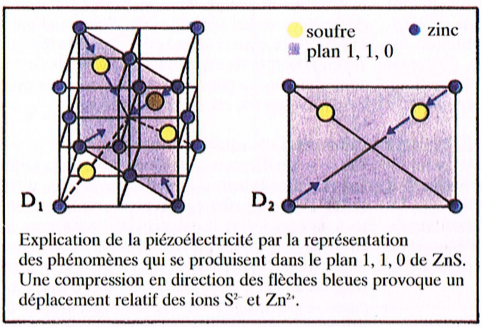
Classement schématique des cristaux selon leur mode de liaison



Maille élémentaire de NaCl

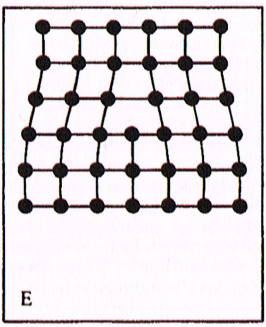


Courbe de potentiel et distance moyenne des atomes dans un cristal

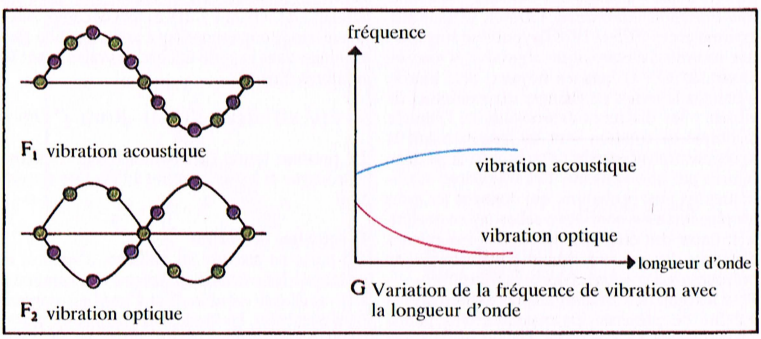


Explication de la piézoélectricité par la représentation des phénomènes qui se produisent dans le plan 1, 1, 0 de ZnS. Une compression en direction des flèches bleues provoque un déplacement relatif des ions S^{2-} et Zn^{2+}.

Réseau ZnS



Représentation à deux dimensions d'une dislocation



Vibrations acoustique et optique dans un cristal comprenant deux sortes d'atomes
La vibration représentée en F est transversale.

À une température pas trop élevée, c.-à-d. quand les mouvements des atomes sont faibles, les liaisons entre les atomes sont, en position d'équilibre – pour un minimum de l'énergie potentielle –, régulièrement disposées dans un édifice, le **cristal**.

Les liaisons viennent d'électrons qui n'appartiennent pas strictement à un atome particulier. Si, comme pour la molécule, les liaisons restent localisées, ces électrons ont une probabilité de présence dans plusieurs atomes. Si elles sont délocalisées, la probabilité de présence s'étend à l'ensemble du cristal, comme dans les métaux et alliages.

De même que dans la molécule il y a une liaison ionique et une liaison homopolaire, on trouve des *cristaux ioniques* et des *cristaux covalents*. Les halogénures alcalins sont des exemples typiques des cristaux ioniques ; le cristal covalent le plus connu est le diamant (carbone). Il existe tous les intermédiaires entre ces deux types. À la seconde catégorie appartiennent les *cristaux métalliques*, constitués d'empilements compacts d'atomes, et les *cristaux moléculaires*, dans lesquels les liaisons entre molécules sont assurées par des forces de Van der Waals, bien plus faibles que les liaisons chimiques.

Réseau cristallin

Il existe plusieurs possibilités pour la disposition régulière des atomes dans un cristal. Le réseau cristallin est formé de parallélépipèdes, les *mailles élémentaires* ; le cristal est constitué par la reproduction dans l'espace de telles structures. On appelle *paramètres du réseau* les trois côtés a, b et c du parallélépipède et les trois angles α, β et γ situés entre ces trois côtés. Les atomes sont groupés dans des plans, les *plans réticulaires* ; la distance de deux plans réticulaires voisins est la *distance réticulaire*. On définit grâce aux *indices de Miller* h, k, l la direction d'un plan donné du réseau : $\frac{1}{h}, \frac{1}{k}, \frac{1}{l}$ sont les distances, mesurées par rapport à a, b et c, d'un atome, pris comme origine O, aux points où le plan h, k, l le plus proche coupe les axes Ox, Oy, Oz.

Les forces de liaison d'un cristal sont de même nature que dans la molécule ; la courbe donnant l'énergie potentielle en fonction de la distance r entre deux atomes a donc la même forme : une pente négative, de grande valeur absolue, pour de petites distances ; un minimum pour $r = a, b$ ou c ; puis une montée en pente douce pour de grandes distances. Les niveaux d'énergie des vibrations propres se situent dans la cuvette de potentiel. Lorsque l'énergie interne du cristal augmente, le niveau d'oscillation croît aussi ; la distance moyenne de deux atomes augmente, mais il faut tenir compte de l'asymétrie de la courbe. On explique ainsi la dilatation des cristaux avec l'augmentation de la température.

Piézoélectricité et électrostriction

Si on exerce, sur certains cristaux ioniques comme le quartz ou la blende, une compression dans certaines directions, il apparaît des charges électriques en surface ; inversement, l'application d'un champ électrique déforme le cristal. Ces phénomènes s'expliquent ainsi : le cristal ne doit pas avoir de centre de symétrie ; par exemple dans la blende ZnS, une compression dans la direction d'un axe joignant un ion S^{2-} à un ion Zn^{2+} déplace ces ions les uns par rapport aux autres, donc crée une polarisation, d'où l'apparition de charges en surface.

Cristaux réels et idéaux

Un cristal naturel est un édifice *fini* ; ce n'est pas un monocristal formé par la juxtaposition d'une infinité de mailles élémentaires, mais un agrégat de nombreux petits cristaux qui en contiennent chacun seulement quelques centaines ou milliers. Il existe de plus des défauts ponctuels : **dislocations** (un plan réticulaire supplémentaire se glisse entre deux plans réguliers du réseau), **lacunes** (il manque un ion ou un atome), **impuretés** qui changent la couleur du cristal ou lui donnent des propriétés électriques particulières.

Vibrations dans le réseau

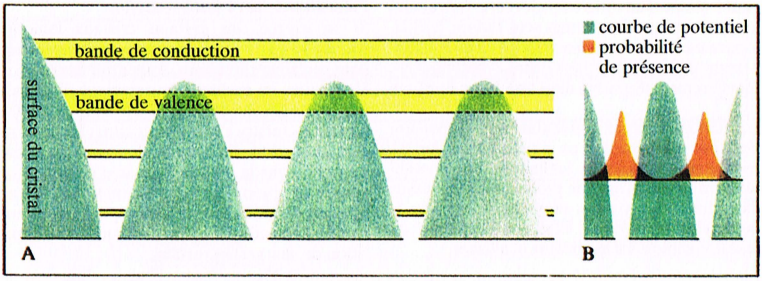
Par suite des forces de liaison le long des lignes formant les limites entre les éléments du cristal, ces éléments peuvent exécuter les uns par rapport aux autres des vibrations auxquelles participent tous les atomes du cristal. Ces vibrations se manifestent sous forme d'ondes stationnaires dans le cristal. Pour chaque longueur d'onde, il existe deux formes de vibrations dans un réseau à deux sortes d'atomes : les **vibrations optiques** et **acoustiques**.

Dans les vibrations acoustiques, les atomes voisins sont en phase : il ne se crée pas de moment dipolaire, même dans les cristaux ioniques. Ces vibrations ne peuvent donc pas être stimulées par la lumière, elles n'apparaissent pas dans le spectre d'absorption.

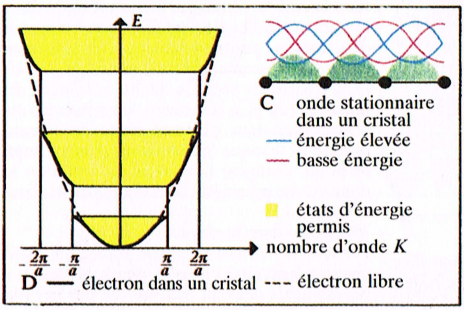
Au contraire, dans les vibrations optiques, les atomes voisins se déplacent en opposition de phase, ce qui crée, surtout dans les cristaux ioniques, un moment dipolaire important. Ces vibrations apparaissent dans le spectre d'absorption.

Dans les vibrations optiques, la distance entre les atomes voisins est beaucoup plus grande que dans les vibrations acoustiques : les forces de liaison sont donc beaucoup plus sollicitées et, pour une même longueur d'onde, la fréquence est beaucoup plus élevée.

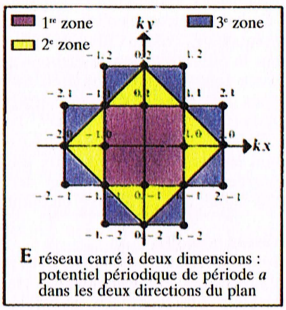
On associe aux vibrations d'un réseau cristallin une quasi-particule, le *phonon*, dont l'énergie est $E = h\omega$ pour une vibration de pulsation ω.



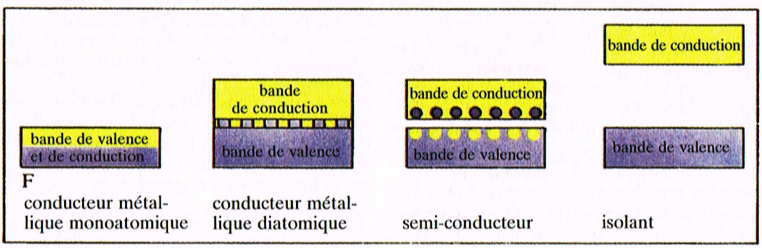
Potentiel périodique et bandes d'énergie permises dans un cristal (A)
Probabilité de présence des électrons dans les couches internes (B)



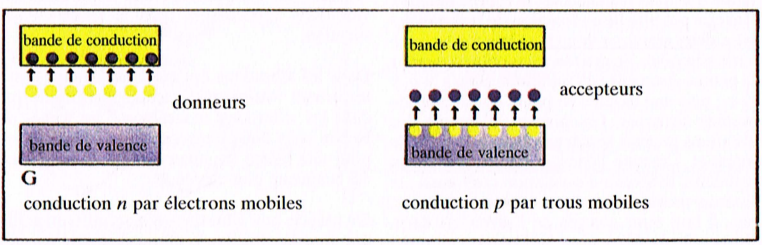
Relation entre énergie et nombre d'onde dans un potentiel périodique à une dimension de période spatiale *a*



Zone de Brillouin



Bandes d'énergie pour les conducteurs, les semi-conducteurs et les isolants



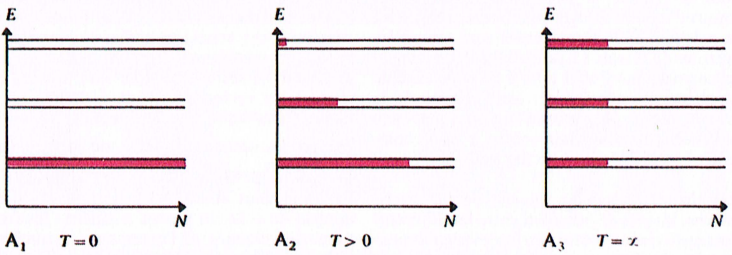
Semi-conducteur dopé

Dans un cristal, la disposition régulière des noyaux d'atomes chargés positivement engendre un potentiel périodique auquel sont soumis les électrons du réseau. La probabilité d'atteindre le noyau voisin par l'effet tunnel de la mécanique quantique est très faible : les électrons de la couche interne des atomes ne sont que peu influencés par les noyaux voisins, et ils se comportent comme dans un atome isolé.

Pour les électrons de valence de la couche externe, les pics de potentiel entre les différents atomes du réseau sont si peu intenses qu'ils peuvent être facilement franchis par effet tunnel : pour ces électrons l'ensemble du cristal est un système de mécanique quantique. Les états d'énergie des électrons de valence dégénèrent en une large bande qui se compose de $2N$ états individuels très rapprochés les uns des autres, où N est le nombre d'atomes.
Comme toujours, chaque atome peut accueillir au plus deux électrons dans un état ; les électrons ne peuvent pas être rattachés à un seul atome, ils peuvent se déplacer presque librement dans tout le cristal.
Au mouvement d'un électron de quantité de mouvement p correspond une onde de De Broglie de longueur d'onde $\lambda = \frac{h}{p}$ ou de nombre d'onde $k = \frac{p}{h}$. Si la longueur du cristal est l, les longueurs d'onde λ possibles sont telles que $l = n \cdot \lambda$, où n est un entier. La valeur de k est donc : $k = \frac{n}{l}$, ce qui donne n valeurs pour la quantité de mouvement.
L'énergie cinétique d'un électron de quantité de mouvement p est : $T = \frac{p^2}{2m}$, si m est sa masse.
L'énergie totale $E = T + V$ est la somme de l'énergie cinétique et d'une énergie potentielle constante, en général indépendante du nombre d'onde.
Si la longueur d'onde des électrons dans le cristal est égale au double du paramètre du réseau ($k = \frac{1}{2d}$), les ondes de De Broglie sont réfléchies par tous les nœuds du réseau : il se forme une onde stationnaire. Suivant que les *ventres de vibration* des ondes stationnaires et ainsi les *maxima* de probabilité de présence se situent aux endroits d'énergie potentielle élevée entre les atomes du réseau ou aux endroits de faible énergie, l'énergie se trouve élevée ou diminuée à travers le réseau. Si l'on porte l'énergie des électrons en fonction du nombre d'onde, on voit qu'il y a des valeurs de l'énergie interdites pour l'électron ; les valeurs permises sont groupées en *bandes*. On passe d'une bande à une autre pour les valeurs $k = \frac{n}{2d}$.
On représente dans les **zones de Brillouin** les domaines de nombres d'onde où l'énergie des électrons dans le cristal est continue : pour construire ces zones, on utilise le *réseau réciproque* du cristal considéré. On repère un plan du cristal par ses intersections avec les axes qui portent les vecteurs $\vec{a}$, $\vec{b}$ et $\vec{c}$ définissant la maille élémentaire : ces intersections sont définies par les vecteurs $\frac{\vec{a}}{h}, \frac{\vec{b}}{k}$ et $\frac{\vec{c}}{l}$, où h, k et l sont les indices de Miller (voir p. 51). Les zones de Brillouin sont des polyèdres dont la forme dépend de celle du réseau cristallin : les frontières de ces zones, où l'énergie est discontinue, sont les plans perpendiculaires aux milieux des segments joignant un nœud du réseau réciproque aux voisins. On définit une première zone où le nombre de valeurs de k permises est égal au nombre de mailles élémentaires du cristal, puis une deuxième zone, etc.

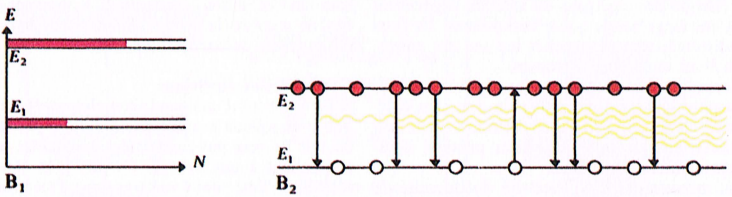
Conductibilité électrique
Si les électrons d'une bande complètement occupée sont soumis à une tension extérieure, leur énergie ne peut pas augmenter : aucun état correspondant à une énergie un peu plus élevée n'est libre. Il ne peut y voir transport d'électrons, donc conductibilité électrique, que lorsqu'un électron passe de la **bande de valence** pleine à la **bande de conduction** vide située plus haut.
Dans les **isolants**, la zone interdite entre bande de valence et bande de conduction est très large (quelques eV) : aucun électron excité thermiquement ne peut atteindre la bande de conduction, et l'application d'une tension extérieure ne peut donc pas donner un courant.
Au contraire, dans les **conducteurs métalliques**, les deux bandes ont une partie commune, ou bien la bande de valence n'est pas complètement remplie : les électrons de la bande supérieure, qui est partiellement remplie, sont libres de se déplacer vers le pôle positif.

Semi-conducteurs
Les semi-conducteurs sont particulièrement intéressants sur le plan technique. Chez eux, la bande de conduction vide n'est séparée de la bande de valence pleine que par un intervalle relativement faible (de l'ordre de 1 eV) : une excitation thermique suffit aux électrons pour atteindre la bande de conduction ; ainsi sont créés dans la bande de valence des *trous* qui, en se déplaçant, contribuent au transport de charge. La conductibilité peut être augmentée par le *dopage*, introduction d'atomes étrangers au réseau. Ces atomes sont de deux sortes : les **donneurs** ont un électron de plus que les atomes du cristal, lié de façon si lâche qu'il peut parvenir facilement dans la bande de conduction. Les **accepteurs** ont un électron en moins et en captent un dans la bande de valence, ce qui crée alors un trou dans cette bande. Dans le premier cas on a un **conducteur de type *n***, dans le second cas un **conducteur de type *p***.



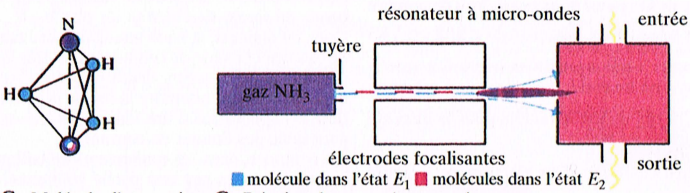
A_1 $T = 0$ A_2 $T > 0$ A_3 $T = \infty$

Populations d'un système à trois niveaux d'énergie permis
E énergie, *N* population, *T* température au-dessus du zéro absolu (– 273 °C)

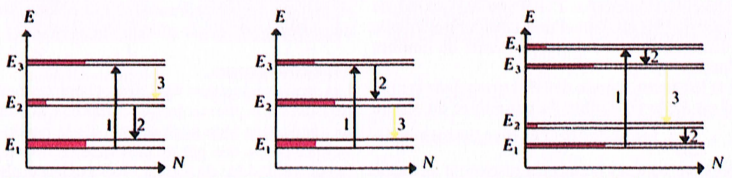


B_1 B_2

Inversion de population et amplification d'une source lumineuse dans le laser

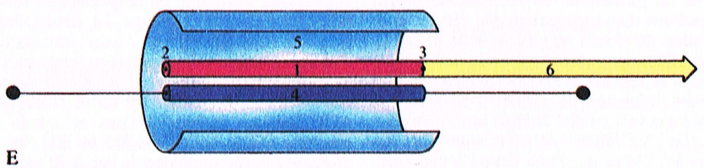


C_1 Molécule d'ammoniac C_2 Principe du maser à ammoniac



D_1 Laser à 3 niveaux D_2 D_3 Laser à 4 niveaux

1. pompage 2. transitions rapides 3. transitions laser



E

Schéma du principe d'un laser à rubis
1. cristal de rubis, 2. extrémité réfléchissante, 3. extrémité semi-réfléchissante, 4. lampe à mercure pour pompage optique, 5. cylindre elliptique qui réfléchit la lumière de pompage, 6. rayon laser

Populations

Dans un système d'atomes dont les électrons peuvent se trouver dans plusieurs états d'énergie, à l'état normal, les niveaux d'énergie les plus bas sont toujours plus peuplés que les niveaux d'énergie plus élevés. La répartition des électrons entre les états dépend de la température ; au zéro absolu (à – 273 °C), seul le niveau d'énergie le plus bas serait occupé ; pour une température infinie, tous les niveaux seraient également occupés.

Interaction matière-rayonnement

La matière peut interagir avec le rayonnement électromagnétique de trois manières :

1. Absorption du rayonnement. L'atome absorbe un photon et l'électron passe de l'état E_1 à un état d'énergie plus élevé E_2. La probabilité de ce processus est proportionnelle au nombre de photons incidents et à la population de l'état E_1.

2. Émission spontanée. Un électron passe spontanément du niveau E_2 au niveau E_1 en émettant un photon.

3. Émission stimulée ou induite. Un photon incident peut provoquer la transition d'un électron de l'état E_2 à l'état E_1 avec la libération d'un autre photon identique au premier. La probabilité de ce processus est proportionnelle au nombre d'électrons dans l'état E_2 et au nombre de photons présents après le processus. Normalement, les états E_2 sont moins peuplés que les états E_1 : le processus 3 est plus rare que le processus 1 ; la matière absorbe toujours de la lumière, ce qui la réchauffe. En régime permanent, c.-à-d. sans absorption ni émission de rayonnement, il y a autant de processus 2 et 3 que de processus 1. Mais si on réussit à faire une inversion de population, c.-à-d. à peupler le niveau E_2 plus que le niveau E_1, l'émission induite renforce un rayonnement incident de fréquence

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}.$$

C'est le principe du **laser** et du **maser** (LASER = **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mision of **R**adiation ; MASER = **M**icrowave **A**mplification by **S**timulated **E**mision of **R**adiation).

Dans le maser, on introduit la matière, gazeuse en général, dans un résonateur creux, récipient fait d'un matériau conducteur dans lequel peut se former une onde stationnaire à la fréquence maser. Les oscillations sont issues de transitions spontanées $2 \rightarrow 1$ ou de micro-ondes venant de l'extérieur.

Dans le laser, la matière se trouve entre deux miroirs dont l'un est semi-réfléchissant, réglés de telle sorte qu'une onde lumineuse stationnaire circule de l'un à l'autre. Le rayonnement laser provient entièrement du processus d'émission stimulée.

Les photons d'un laser sont tous identiques, ils ont même fréquence et même phase. La lumière laser est cohérente : ce sont les amplitudes des ondes lumineuses émises par tous les atomes qui s'additionnent et non leurs intensités, comme dans le rayonnement d'un corps chaud. La lumière d'un faisceau laser est donc fortement parallèle et peut être focalisée par des lentilles en des points précis, ce qui produit de très grandes densités d'énergie.

Production de l'inversion de population

On peut réaliser de différentes manières l'inversion de population nécessaire au fonctionnement d'un laser ou d'un maser. Dans le premier maser, le maser à ammoniac, réalisé par TOWNES en 1954, on utilisait la vibration de l'atome d'azote de part et d'autre du plan des trois atomes d'hydrogène ; l'énergie de vibration est décomposée en deux états voisins. Dans un champ électrique non homogène, les molécules animées de l'énergie la plus grande, E_2, sont attirées dans la région où le champ est le moins intense, celles qui ont l'énergie la plus faible, E_1, vont vers la région où le champ est le plus intense : on peut ainsi sélectionner les molécules d'énergie E_2 et les utiliser pour actionner un maser de fréquence $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$.

Pompage optique

Le pompage optique a été mis au point en 1949 par ALFRED KASTLER (1902-1984, prix Nobel 1966).

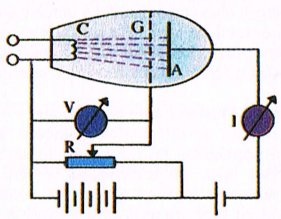
Considérons d'abord un système à deux niveaux, E_1 et E_2. Si on lui fournit une énergie rayonnante égale à $E_2 - E_1$, le nombre d'atomes qui passent du niveau 1 au niveau 2 par absorption est égal au nombre de ceux qui, pendant le même temps, passent du niveau 2 au niveau 1 par émission spontanée ou stimulée : l'inversion de population est donc impossible.

Soit maintenant un système à trois niveaux E_1, E_2 et E_3 ; le second est métastable et sa durée de vie élevée par rapport au premier. On soumet ce système à un rayonnement intense qui amène les atomes du niveau E_1 au niveau E_3. Celui-ci se dépeuple, plutôt que par émissions spontanées vers E_1, par transitions non radiatives rapides vers le niveau E_2 qui est alors plus peuplé que le niveau E_1 : ainsi peut se déclencher l'effet laser, par transitions induites entre les niveaux E_2 et E_1 à la fréquence $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$.

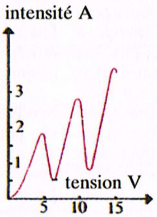
Le premier laser réalisé, le laser à rubis, émet une lumière rose.

La transition laser peut avoir lieu, non plus entre les niveaux E_2 et E_1, mais entre les niveaux E_3 et E_2 : certains lasers de ce type émettent en infrarouge.

Le laser à quatre niveaux est plus efficace que le laser à trois niveaux : les niveaux E_4 et E_2 se dépeuplent rapidement sur les niveaux E_3 et E_1 respectivement. L'inversion de population, donc l'effet laser, a lieu entre les niveaux E_2 et E_3.

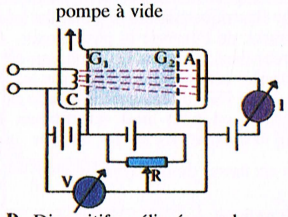


A_1 Montage pour l'expérience de Franck et Hertz

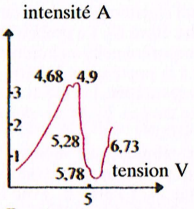


A_2 Résultat de la mesure

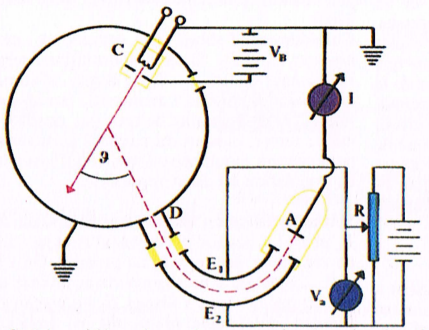
A anode collectrice
G grille
I ampèremètre
C cathode
R résistance de réglage de la tension accélératrice
V voltmètre



B_1 Dispositif amélioré pour la mesure électrique des énergies d'excitation

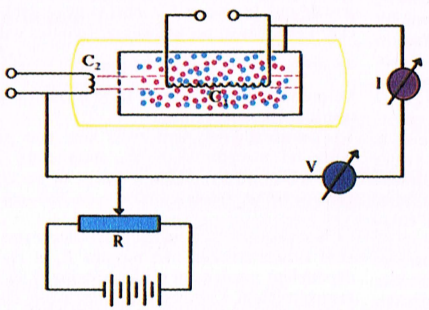


B_2 Résultat de la mesure



A anode collectrice
D diaphragmes
E_1, E_2 électrodes cylindriques
I ampèremètre
C canon à électrons
R résistance de réglage de la tension accélératrice
V_a tension déflectrice
V_B tension accélératrice

C Dispositif moderne de mesure des énergies d'excitation



C_1 cathode incandescente pour former la charge d'espace
C_2 cathode incandescente pour mesurer le flux d'électrons
I ampèremètre
R résistance de réglage de la tension
V voltmètre
électrons
ions positifs
isolant

D Dispositif de Hertz pour la mise en évidence des potentiels d'ionisation

L'énergie d'excitation d'un atome est liée à la longueur d'onde de la lumière émise lors du retour à l'état initial par la relation de Bohr :

$$E_2 - E_1 = h \cdot c = \frac{h \cdot c}{\lambda}$$

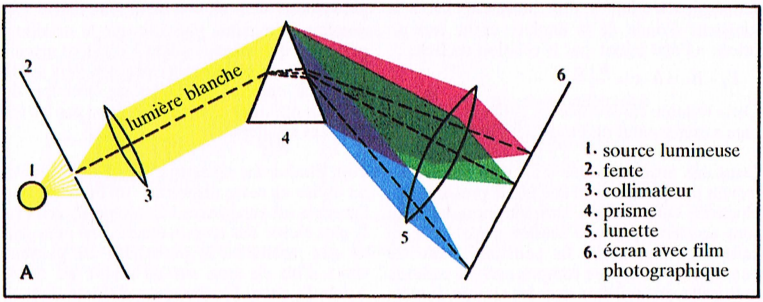
Cette relation fut vérifiée en 1914 avec le montage expérimental de FRANCK et HERTZ :

Dans une enceinte vidée d'air puis remplie de vapeur de mercure sous une faible pression, des électrons émis par une cathode incandescente sont accélérés par une tension réglable entre celle-ci et une grille. Ils peuvent perdre de l'énergie dans l'espace compris entre la cathode et la grille, par collision avec les atomes de mercure, et sont recueillis par une anode située derrière la grille, chargée avec une faible tension négativement par rapport à celle-ci. Les électrons sont freinés ; seuls peuvent atteindre l'anode ceux qui ont assez d'énergie pour surmonter la tension de freinage, les autres retombent sur la grille. On calcule le nombre des électrons recueillis par l'anode en mesurant l'intensité du courant qu'ils créent.
Le résultat des mesures est le suivant : l'intensité du courant commence par augmenter régulièrement avec la tension accélératrice V : les électrons ne peuvent pas perdre d'énergie, car ils n'en ont pas encore assez pour exciter l'atome du fondamental au premier niveau vide. Pour une valeur V_r de la tension, dite *potentiel de résonance*, voisine de 5 V, l'intensité diminue brusquement : la plupart des électrons ont assez d'énergie pour peupler le premier niveau excité mais, après le choc, ils ne peuvent pas atteindre l'anode collectrice. Si l'on continue à augmenter la tension, le courant commence par augmenter pour diminuer encore pour $V = 2\,V_r$, quand il peut se produire deux chocs excitant deux atomes différents. Quand le courant diminue brusquement, on a $e \cdot V = h \cdot \nu$, où e est la charge élémentaire, h la constante de Planck et ν la fréquence de la lumière rayonnée lors du retour à l'état initial. On mesure cette fréquence avec un spectromètre, d'où une relation entre l'énergie électrique mesurée et les longueurs d'onde de la lumière. FRANCK et HERTZ ont trouvé pour le mercure une énergie d'excitation de 4,9 eV et une longueur d'onde émise de 2 537 Å.

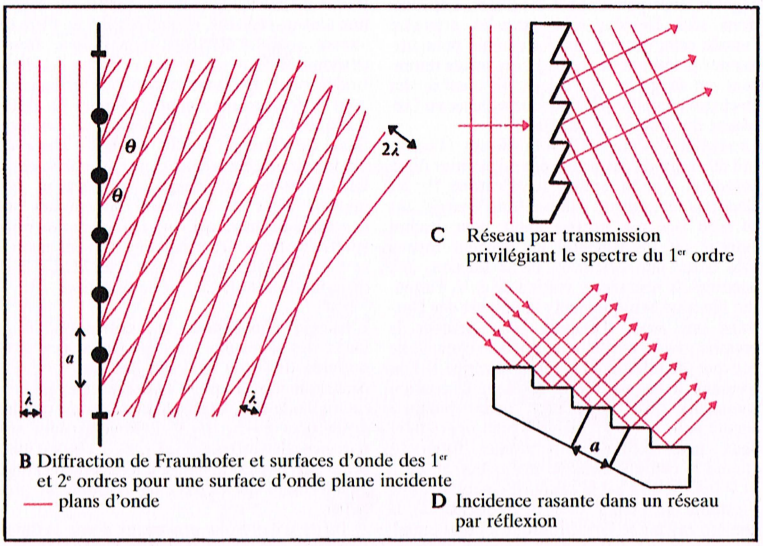
Dans l'appareillage amélioré de FRANCK, KNIPPING et EINSPORN (1920), on sépare l'espace d'accélération de l'espace des chocs : la grille G_1 est très proche de la cathode C et la pression est très réduite, ce qui diminue considérablement la probabilité des chocs entre C et G_1. Tous les électrons pénètrent avec la même vitesse dans l'espace des chocs, limité par une seconde grille G_2 qui est pratiquement au potentiel de G_1. La forme générale de la courbe obtenue est la même que dans l'expérience précédente. Mais on voit maintenant un certain nombre de maxima plus fins que le maximum principal, qui correspondent à d'autres niveaux excités ; pour certains, la transition vers le fondamental enfreint les règles de sélection des spectres optiques : on ne peut donc pas les voir dans ces spectres.

Pour étudier les niveaux d'énergie plus élevés, on utilise un autre dispositif : un faisceau, dont l'énergie est supérieure à l'énergie d'excitation la plus élevée des atomes étudiés, est émis dans un gaz raréfié où la probabilité de plusieurs chocs d'un électron sur un atome est faible. Après le choc, les électrons diffusés dans un angle donné sont sélectionnés par deux diaphragmes à fente et passent entre deux électrodes cylindriques entre lesquelles on établit une tension réglable, et qui forment un filtre de vitesse : seuls les électrons animés d'une vitesse déterminée peuvent suivre la courbe des électrodes pour atteindre une anode collectrice, dont la tension détermine l'énergie. La différence entre l'énergie de départ et l'énergie finale est l'énergie perdue qui a été absorbée par le courant. En faisant varier la tension entre les électrodes cylindriques, on obtient des maxima aigus de l'intensité du courant sur l'anode collectrice, qui correspondent aux raies spectrales mesurées optiquement, mais aussi à certaines transitions optiques interdites, c.-à-d. qui contredisent les règles de sélection.

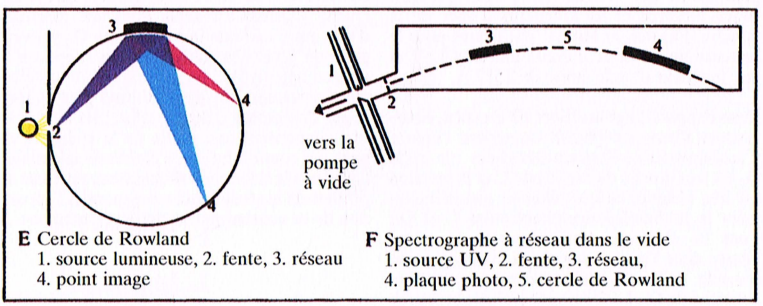
L'**énergie d'ionisation**, qui correspond à la limite des séries des raies spectrales, peut être mesurée de façon analogue par une méthode électrique mise au point également par HERTZ. La méthode décrite plus haut ne donne que les différences E_2–E_1, E_3–E_1... Pour accéder aux énergies elles-mêmes, E_1, E_2, E_3..., on doit ioniser le gaz, et c'est le nuage d'ions lourds chargé positivement qui permet de résoudre le problème.
À l'aide d'électrons provenant d'une cathode incandescente G_1, on crée dans l'espace d'accélération une charge d'espace qui crée un contre-champ électrique : seuls quelques électrons d'une autre cathode incandescente G_2 peuvent parvenir à l'anode collectrice. On augmente la tension négative de G_2 jusqu'à ce que les électrons aient une énergie suffisante pour ioniser le gaz de l'espace d'accélération ; les ions positifs compensent une partie de la charge d'espace, un courant intense s'établit de la cathode vers l'anode. L'énergie d'ionisation est égale au produit de la tension qui correspond à l'apparition de ce courant par la charge élémentaire.



Spectromètre à prisme pour mesures en émission



Réseau de diffraction



Spectrographes à réseau

Pour étudier la structure de l'atome, le physicien en analyse le spectre de rayonnement électromagnétique. Les spectres de rayons X (p. 63) nous renseignent sur les couches électroniques internes, les spectres optiques sur les électrons externes de l'atome qui déterminent ses propriétés chimiques, et les spectres IR et de haute fréquence (p. 65) sur son comportement dans la molécule ou le cristal.

C'est la partie visible et UV proche, entre 2 000 et 8 000 Å (1 Å = 10^{-7} mm), qui peut être le plus facilement analysée. Un spectromètre optique se compose d'une source de lumière et de la substance à étudier, d'un collimateur, d'un système dispersif qui décompose la lumière en ses différentes radiations, et d'un appareil qui mesure l'intensité lumineuse en fonction de la longueur d'onde.

Pour les **spectres d'émission**, on utilise comme sources de lumière des gaz excités électriquement par une décharge dans un tube à décharge, un arc électrique ou une étincelle, et des gaz excités par des chocs entre atomes, dans des flammes ou avec d'autres particules.

Les **spectres d'absorption** sont formés de raies ayant les mêmes longueurs d'onde que les spectres d'émission. On place la substance étudiée entre une source de rayonnement continu (dans le visible et l'IR, une lampe à ruban de tungstène ou un arc au carbone ; dans l'UV, un tube à décharge dans l'hydrogène) et le spectrographe.

L'appareil le plus ancien pour analyser les spectres optiques est le **spectrographe à prisme** : la lumière est déviée par une surface de verre ou de quartz, plus ou moins selon sa longueur d'onde : la lumière rouge (à ondes longues) moins que la lumière bleue (à ondes courtes). Lorsqu'une lumière traverse un prisme, les différentes longueurs d'onde qui la composent sont donc séparées dans l'espace. L'image obtenue, le *spectre*, est recueillie sur un écran ou un film photographique où on peut mesurer l'emplacement de chaque longueur d'onde.

On obtient une plus grande précision et surtout des mesures absolues de longueurs d'onde en dispersant la lumière avec un *réseau*, qui fonctionne par transmission ou par réflexion ; nous envisageons d'abord le premier cas : le réseau par transmission est une plaque sur laquelle sont gravés plusieurs milliers de fines fentes parallèles, distantes de a. Éclairé par une lumière parallèle normale à son plan (onde plane, plans d'onde parallèles au plan du réseau), le réseau donne lieu à un phénomène de diffraction dit de *Fraunhofer* (diffraction à l'infini). La diffraction de l'onde incidente par chaque fente donne naissance à de nouvelles surfaces d'onde, planes également, qui font avec le plan du réseau les angles $\theta = \theta_1, \theta_2, \ldots$ Si la distance entre deux plans d'onde diffractés par des fentes voisines est un multiple entier de la longueur d'onde, les ondes se renforcent, sinon elles se détruisent. La formule exprimant la condition de renforcement est $n\,\lambda = a \cdot \sin\theta$, où λ est la longueur d'onde et n un nombre entier, le *nombre d'ordre*. Si la lumière incidente est blanche, il y a, de part et d'autre de l'image géométrique centrale, deux spectres du 1er ordre, deux spectres du 2e ordre, etc. ; contrairement au prisme, le réseau dévie le rouge plus que le bleu. Les spectres d'ordre élevé peuvent se superposer. Mais en donnant au réseau une forme appropriée, on peut concentrer presque toute la lumière difractée dans un spectre d'ordre donné.

Un réseau par réflexion est constitué d'une surface métallique sur laquelle sont gravés des sillons parallèles. En ultraviolet, le facteur de réflexion ρ des métaux est faible ; il augmente quand θ diminue, et on travaille en *incidence rasante* ($\theta < 10°$).

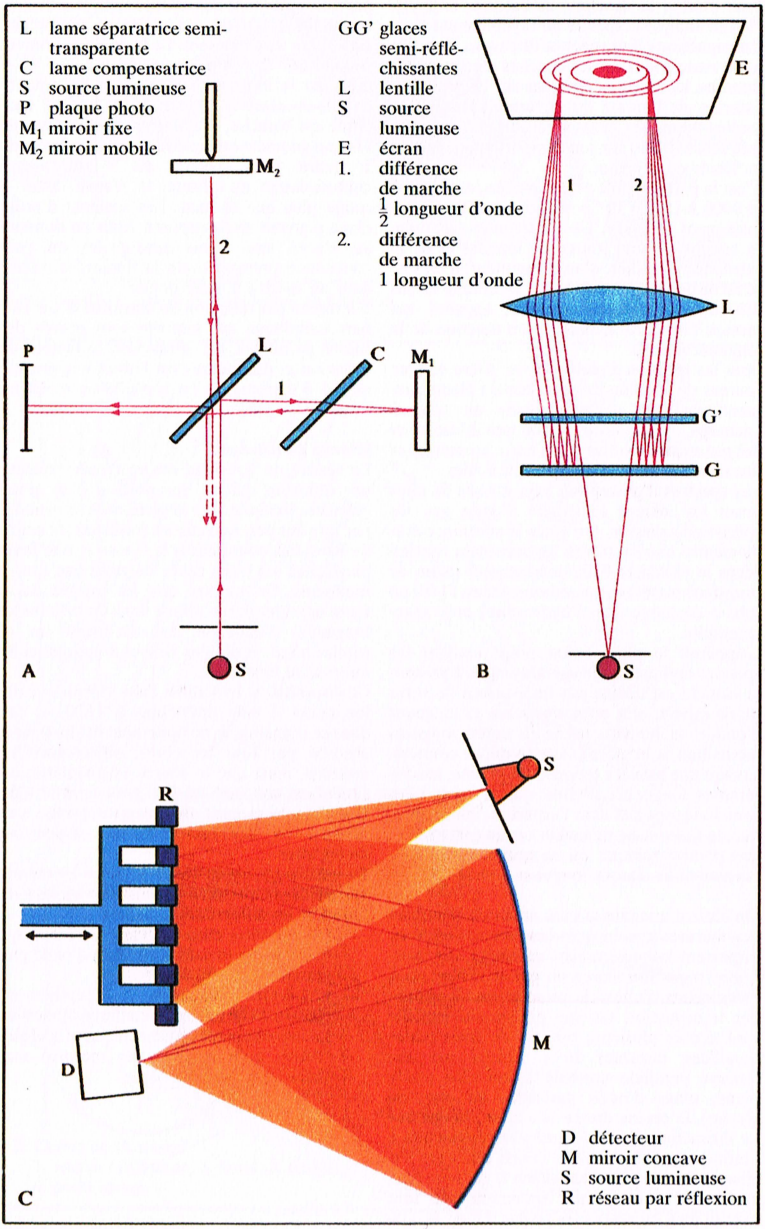
Réseau de Rowland

Le réseau de Rowland est un réseau concave par réflexion qui est une portion d'un grand cylindre circulaire. Sur la section de ce cylindre par un plan perpendiculaire à son axe, le cercle de Rowland, sont insérés le réseau et une fente parallèle à ses traits située derrière une source lumineuse. On montre que les images de la fente données par le réseau dans les différentes longueurs d'onde se trouvent aussi sur ce cercle : ainsi on n'a pas besoin d'optique collimatrice ou réceptrice.

Ce dispositif est très utilisé dans les études à des longueurs d'onde inférieures à 1 800 Å, car, dans ce domaine, le rayonnement est fortement absorbé par tous les corps, air compris. Le matériel, ainsi que la source ultraviolette, est situé dans une cuve où l'on peut faire le vide. Les détecteurs sont des plaques photo sans gélatine ou des multiplicateurs d'électrons secondaires.

En infrarouge, on utilise en principe les mêmes appareillages que pour la lumière visible, avec toutefois les différences suivantes :

1. Les distances entre les traits du réseau, qui correspondent à des longueurs d'onde plus grandes, sont augmentées.
2. L'optique collimatrice et réceptrice est constituée de miroirs métalliques concaves.
3. Le rayonnement est détecté par le réchauffement qu'il produit : les mesures sont faites avec des *bolomètres*.



Interféromètre de Michelson (A), interféromètre de Fabry-Pérot (B), interféromètre à réseau par réflexion (C)

Le pouvoir de résolution des spectromètres à prisme et à réseau est le rapport $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ de la longueur d'onde étudiée à l'écart de deux raies spectrales que l'on peut encore séparer l'une de l'autre ; il est limité par la taille du prisme et par le nombre de traits du réseau. On ne peut pas augmenter l'une et l'autre à volonté, pour des raisons techniques. Du fait des exigences de précision toujours plus élevées pour la mesure des longueurs d'onde (par ex. dans l'étude de la structure hyperfine des raies spectrales), on a eu recours à d'autres méthodes.

Interféromètre de Michelson

Cet appareil repose sur un principe tout à fait différent de celui du spectromètre à prisme ou à réseau : on ne sépare pas dans l'espace les rayons lumineux de longueurs d'onde différentes. Dans l'interféromètre, le faisceau lumineux parallèle incident est séparé par une lame semi-transparente, dite lame *séparatrice*, en deux parties 1 et 2 qui suivent des parcours différents, comprenant des miroirs dont l'un est fixe et l'autre mobile : le longueur du parcours de 1 est constante, celle de 2 peut varier. Après ces parcours différents, 1 et 2 sont à nouveau réunis et interfèrent sur la même plaque. La séparatrice introduit une différence de marche supplémentaire sur le faisceau 2 : on introduit sur le trajet de l'autre faisceau une lame transparente de même épaisseur, appelée *compensatrice*, pour compenser ce décalage. Si les deux parties du faisceau sont en phase lors de leur réunion, c.-à-d. si les maxima des ondes coïncident entre eux et les minima de même, les lumières se renforcent (interférence *constructive*). Si les deux parties ont des chemins optiques décalés d'une demi-longueur d'onde, les vibrations s'annulent (interférence *destructive*). Si la différence de phase varie selon l'emplacement dans le faisceau, on obtient des franges d'interférence alternativement claires et sombres, dont la distance est proportionnelle à la longueur d'onde de la lumière. On appelle *interférogramme* la courbe de l'intensité en fonction de la différence de marche. Cette courbe ne fournit pas directement le spectre lumineux que donne un spectrographe à prisme ou à réseau : il faut calculer le spectre à partir de l'interférogramme par analyse de fréquence ou transformation de Fourier.

> En 1960, grâce à cet interféromètre, on a changé d'étalon de longueur : ce n'est plus le mètre en platine iridié de Sèvres, mais la longueur d'onde d'une raie spectrale bien déterminée, mesurable avec beaucoup plus de précision que la longueur d'une règle.

Interféromètre de Fabry-Pérot

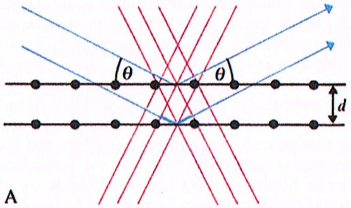
De structure très simple, cet interféromètre est pourtant très performant. Alors que l'interféromètre de Michelson n'utilise que deux rayons, celui-ci utilise l'interférence d'un grand nombre de rayons qui se réfléchissent sur deux lames à faces parallèles semi-transparentes et dont les intensités vont en décroissant. Ainsi apparaissent des franges d'interférence très contrastées qui permettent d'analyser la lumière dans un petit domaine de longueurs d'onde. L'appareil se compose de deux glaces parallèles aux faces en regard semi-réfléchissantes, sur lesquelles le rayon lumineux incident se réfléchit un très grand nombre de fois. Le pouvoir de résolution de cet interféromètre n'est limité que par les possibilités techniques de fabrication des lames de verre planes.

Interféromètre à réseau par réflexion

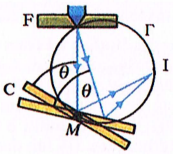
Avec l'interféromètre de Fabry-Pérot, pour éviter la superposition des spectres, on doit travailler dans un domaine spectral très étroit : cela nécessite la présence d'un monochromateur à bande passante étroite, qui absorbe de la lumière. La luminosité des sources ne peut pas être augmentée à volonté sans travailler à des températures élevées, ce qui conduit à un élargissement des raies spectrales. Les temps de mesure seraient alors longs, surtout en infrarouge où on ne peut pas utiliser de films, le spectre, d'intensité faible, devant être enregistré par points.

Pour toutes ces raisons, on a cherché des méthodes pour que l'ensemble de la lumière de la source (c.-à-d. toutes les longueurs d'onde) tombe en même temps sur le détecteur. On y parvient grâce à un réseau par réflexion dont les éléments sont tour à tour fixes et mobiles. Le détecteur reçoit en même temps les lumières réfléchies par les parties fixes et mobiles, puis par un miroir concave. Si la différence des chemins optiques entre les rayons réfléchis sur les parties fixes et ceux réfléchis sur les parties mobiles est égale à une demi-longueur d'onde, le détecteur n'enregistre rien ; si elle vaut un nombre entier de longueurs d'onde, l'intensité enregistrée dans le détecteur est doublée.

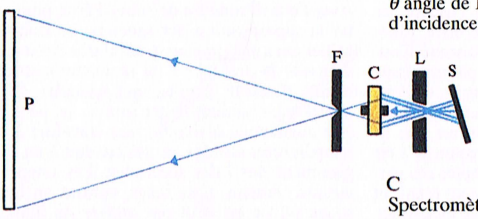
On éloigne lentement les éléments mobiles pendant la mesure, et on enregistre un interférogramme qui donne l'intensité en fonction de l'emplacement des parties mobiles, ou, pour un mouvement uniforme, en fonction du temps. À partir de l'interférogramme, on obtient le spectre comme avec l'interféromètre de Michelson, grâce à la transformation de Fourier.



A
Réflexion de Bragg sur un réseau cristallin
La différence entre les chemins optiques de deux rayons réfléchis sur deux plans réticulaires voisins est égale à $p\,\lambda$, p entier
■ front d'onde ■ trajet du rayon

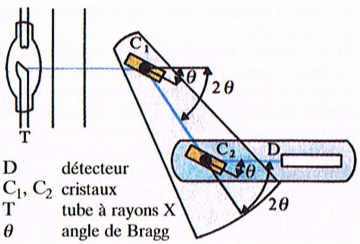


B
Spectromètre de rayons X à cristal plan
F diaphragme à fente, I point image,
M milieu de l'axe de rotation, C cristal,
θ angle de Bragg, Γ cercle lieu du point d'incidence

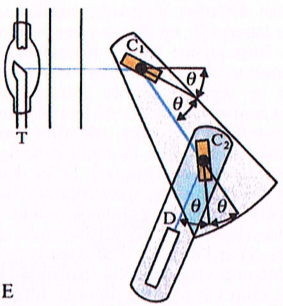


L délimitation du faisceau
C cristal
P plaque photo
S source de rayons X
F diaphragme à fente

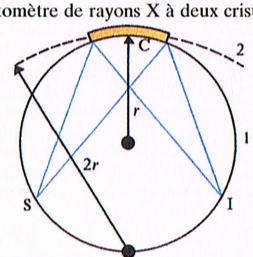
C
Spectromètre de rayons X à ondes courtes



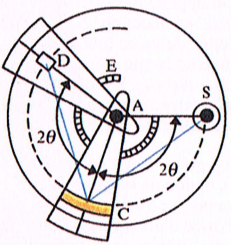
D détecteur
C_1, C_2 cristaux
T tube à rayons X
θ angle de Bragg



D E
Spectomètre de rayons X à deux cristaux avec cristaux parallèles (D) et non parallèles (E)



F
Focalisation de rayons X par des cristaux courbes
1. cercle de focalisation, 2. cercle de courbure des plans réticulaires, I point image, C cristal, S source de rayons X



G
Spectromètre de rayons X à cristal courbe
A axe de rotation du détecteur et du cristal,
D détecteur, C cristal, S source de rayons X,
E échelle de repérage de l'angle de rotation 2 θ

Différents dispositifs pour les spectromètres de rayons X

La **spectroscopie des rayons X** a montré que la structure des couches électroniques internes saturées est la même pour tous les atomes ; les spectres optiques font intervenir les couches externes non saturées, trop complexes pour fournir des résultats interprétables. Le principe est le même que celui de la spectroscopie lumineuse et UV à réseaux, avec des différences :
1. Les longueurs d'onde des rayons X étant très courtes, on utilise, au lieu de réseaux synthétiques, des cristaux, qui sont des réseaux à trois dimensions
2. Les instruments d'optique classiques (lentilles, miroirs) ne sont pas utilisables.

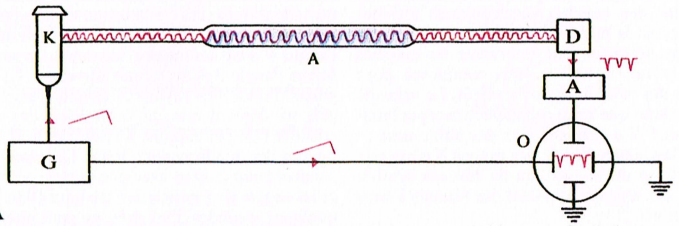
D'après la **loi de Bragg**, les rayons X sont réfléchis par les plans réticulaires comme par un miroir s'ils satisfont à la condition de Bragg : $2\,d \sin\theta = p\,\lambda$; d est la distance des plans réticulaires, λ la longueur d'onde du rayonnement incident, θ l'angle de la direction du rayon incident avec le plan réticulaire et p un entier quelconque. Pour des rayons X incidents parallèles et polychromatiques, seules un certain nombre de longueurs d'onde bien déterminées sont réfléchies par le cristal, contrairement à ce qui se passe avec un réseau optique.
On travaille avec des rayons divergents, mais on peut focaliser en un point des rayons X monochromatiques issus d'un diaphragme à fente.

Spectromètres avec un cristal plan
Le faisceau incident, limité par un diaphragme à fente F, est un cône de sommet F formé de rayons de différentes directions. Pour une longueur d'onde λ, le point d'incidence est tel que le rayon incident forme un angle θ avec la surface du cristal. Quand on fait tourner le cristal autour d'un axe passant par le milieu M de sa surface et normal au plan de figure, le lieu du point d'incidence est un cercle Γ passant par les points F et M, qui coupe le rayon réfléchi au point image I ; ce point est fixe, on y place la plaque photo.
En général, on ne peut pas déterminer la position exacte d'un plan dans un cristal (c.-à-d. son angle avec la surface) : on enregistre donc le spectre X de part et d'autre du rayon qui traverse le cristal normalement à sa surface, et on mesure l'angle entre les deux points image pour la longueur d'onde λ.

Pour des rayons X durs, c.-à-d. pour λ petit, θ est petit aussi : on place alors le diaphragme derrière le cristal. Les rayons réfléchis proviennent d'un autre point de la source pour chaque point du cristal : il faut donc des sources X d'une certaine étendue. Sur la plaque photo apparaît l'ensemble du spectre.

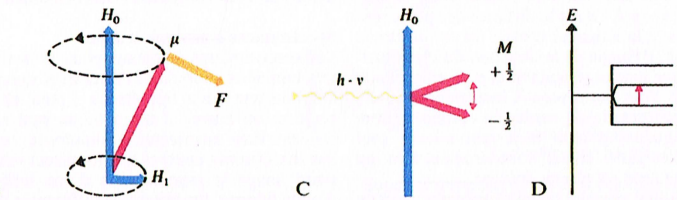
Spectromètre à double cristal
Ce montage permet d'obtenir un pouvoir de résolution R élevé. Les rayons X sont réfléchis sur les mêmes plans réticulaires de deux cristaux identiques ; ces cristaux peuvent être parallèles entre eux ; ou bien, si le premier forme l'angle θ avec les rayons incidents, le second forme l'angle 3 θ avec cette direction. La longueur d'onde des rayons X doublement réfléchis ne dépend que de la position des deux cristaux l'un par rapport à l'autre et non de la largeur des diaphragmes à fente. Les plans réticulaires étant connus avec une grande précision et les angles de rotation des cristaux étant lus à quelques secondes d'arc près, on peut atteindre une valeur de R élevée.
Il faut mesurer le spectre point par point en déplaçant les cristaux pour chaque point étudié. Les détecteurs ne sont donc pas des films, mais des *chambres à ionisation*, plus sensibles, ou depuis peu des *compteurs à semi-conducteurs*.

Spectromètre à cristaux courbes
Les spectromètres à cristaux plans ne sont pas très lumineux : on n'a des raies fines que si on emploie une fente très étroite ; pour chaque position du cristal, il n'y a qu'un seul rayon réfléchi. Pour augmenter la luminosité, on utilise des cristaux courbes qui focalisent vers un point image le rayonnement d'une longueur d'onde donnée, provenant de différentes directions. La surface du cristal se situe alors sur un cylindre circulaire, dont la section par un plan normal à l'axe est le *cercle de focalisation* ; sur ce cercle se trouvent également la source X et le détecteur, en général une chambre à ionisation.
Les plans réticulaires du cristal deviennent des surfaces qui se trouvent sur un autre cylindre circulaire ; le centre de la section de ce cylindre par le plan de figure se trouve sur le cercle focal, diamétralement opposé au centre du cristal et son rayon est le double du rayon r du cercle focal.
Avec ces appareils, on mesure aussi le spectre point par point : à chaque valeur de λ correspondent une position du cristal et une position pour le détecteur. La source X est fixe, et l'angle dont il faut tourner le détecteur est le double de celui dont tourne le cristal, soit 2 θ.



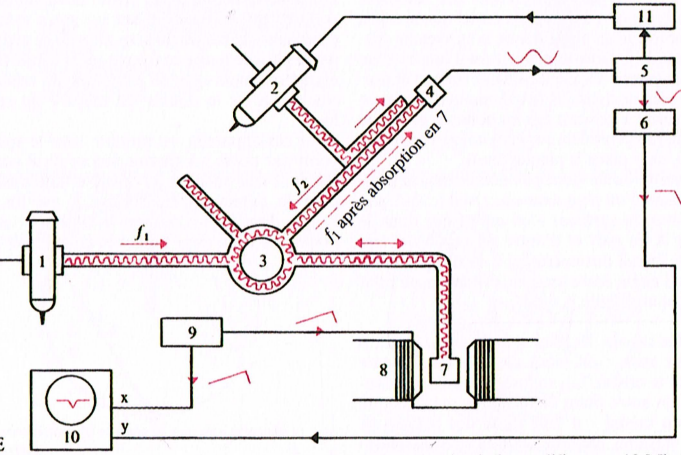
A
A tube à absorption contenant le corps étudié, D détecteur, K klystron, G générateur de tension alternative, O oscillographe, A amplificateur

Principe du branchement d'un spectromètre à micro-ondes



Représentation classique (B), représentation de mécanique quantique (C), diagramme d'énergie (D)
E énergie, H_0 champ magnétique, H_1 champ additionnel, $h \cdot \nu$ quantum de lumière, F force de déviation, M composante du moment cinétique dans la direction du champ magnétique, μ moment magnétique

Résonance paramagnétique électronique



1. klystron f_1, 2. klystron f_2, 3. pont en T, 4. détecteur à cristal, 5. amplificateur 10 Mhz, 6. amplificateur audio, 7. corps étudié, 8. aimant, 9. modulateur de flux magnétique, 10. oscillographe, 11. régulateur de fréquence pour klystron auxiliaire

Spectromètre superhétérodyne

Les plus petites variations d'énergie concernant l'atome ou la molécule correspondent à des ondes du domaine des **ondes de haute fréquence** ou **micro-ondes**. Il s'agit de changements du nombre quantique magnétique dans un champ magnétique extérieur, de décompositions en multiplets d'une raie spectrale dans les atomes à plusieurs électrons, et de décompositions en structures hyperfines des raies dans l'atome. La spectroscopie de haute fréquence permet de connaître dans la molécule ou le cristal les changements de l'état de vibration ou de rotation qui correspondent à des variations du moment électrique ou magnétique.

En spectroscopie micro-ondes, on mesure toujours les raies en absorption : on envoie un rayonnement de fréquence connue sur l'échantillon à analyser, et on enregistre l'affaiblissement du rayonnement derrière ce corps avec un détecteur à cristal. La source est un *klystron* adapté à la zone de fréquence utilisée. Si le corps étudié est gazeux, il se trouve dans un tube à absorption qui sert de guide d'onde, et au bout duquel se trouve le détecteur à cristal. Celui-ci dirige les micro-ondes vers un oscillographe dont les plaques de déviation horizontale sont soumises à une tension en dents de scie : on module la fréquence du klystron de façon à voir directement sur l'écran le spectre d'absorption des micro-ondes.

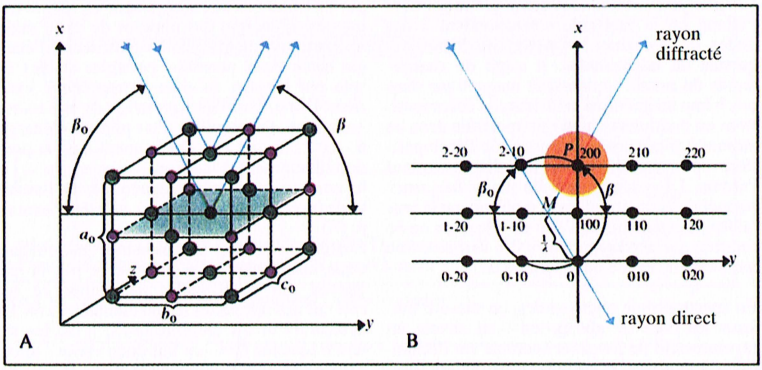
Le spectromètre de hautes fréquences ($\nu = 10^6 - 10^9$ Hz) travaille en principe de cette façon, mais la source HF est un générateur réglable et le détecteur une antenne.

Un domaine d'utilisation important est la **résonance paramagnétique** électronique : on mesure les différences d'énergie correspondant à différentes positions du spin par rapport à un champ magnétique extérieur appliqué à l'échantillon. La théorie classique donne le principe de la résonance : le moment magnétique $\cdot \mu \cdot$ d'un électron exécute autour d'un champ magnétique extérieur H_0 un mouvement de précession avec la fréquence de Larmor $\nu_L = \frac{1}{h} \cdot \mu \cdot H_0 \cos(\mu, H_0)$. Si on applique maintenant, perpendiculairement à H_0, un champ magnétique additionnel faible H_1 qui tourne autour de H_0 avec la fréquence ν, ce champ tend à faire tourner le moment magnétique μ autour d'un axe parallèle à sa direction instantanée. Si la fréquence ν est différente de la fréquence de Larmor, à chaque instant la déviation se produit dans une direction différente, donc l'action totale est faible. Mais si $\nu = \nu_L$, la force de déviation du champ additionnel agit toujours dans le même sens : l'orientation du moment magnétique par rapport au champ H_0 varie. Un champ magnétique tournant de fréquence ν est créé par une onde électromagnétique de même fréquence. L'énergie des photons de cette onde, $h \cdot \nu$, est justement égale à la différence d'énergie entre deux positions possibles stables du spin par rapport au champ magnétique extérieur. Donc, dans l'interprétation de mécanique quantique, l'absorption d'un photon d'énergie $h \cdot \nu$ correspond à un changement dans la position du moment, à la résonance, pour $\nu = \nu_L$, et le nombre quantique magnétique de l'atome varie (voir décomposition due à l'effet Zeeman, p. 45).

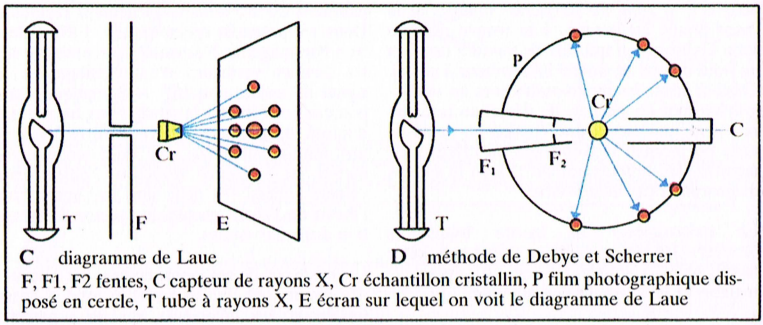
Lorsqu'on mesure la résonance paramagnétique électronique, on ne change pas la fréquence des micro-ondes incidentes, ce qui créerait des difficultés supplémentaires avec les détecteurs et les amplificateurs, accordés sur une fréquence fixe : on fait donc varier l'intensité du champ magnétique extérieur H_0, qui est proportionnelle à la fréquence appliquée.

Pour créer le champ extérieur, on utilise de puissants électro-aimants facilement réglables. Dans les premiers spectromètres EPR (Electron Paramagnetic Resonance), on envoyait sur les plaques verticales d'un oscillographe le signal de sortie, amplifié ; on appliquait aux plaques horizontales la tension aux bornes des bobines magnétiques, qui varie entre 0 volt et une tension maximale, ou, pour les spectromètres de meilleure résolution, entre deux valeurs limites. On peut ainsi lire encore sur l'écran de l'oscillographe le spectre d'absorption des micro-ondes.

La sensibilité de ces spectromètres est déterminée avant tout par le bruit de fond à basse fréquence des détecteurs, qui se superpose au signal à mesurer. Aussi on utilise maintenant, comme signal de mesure, des tensions alternatives de fréquence déterminée. Le plus moderne des spectromètres de ce type est le **spectromètre superhétérodyne** : le signal mesuré a pour fréquence la différence des fréquences de deux klystrons, f_1 et f_2 : $|f_1 - f_2|$vaut environ 10 Mhz. Les micro-ondes émises à ces deux fréquences sont mélangées : s'il n'y a pas d'absorption quand celles de fréquence f_1 traversent le corps étudié, on ne recueille aucun signal. S'il se produit une absorption de résonance, l'équilibre dans le pont à micro-ondes est détruit : le détecteur reçoit à 10 Mhz un signal qui est amplifié.

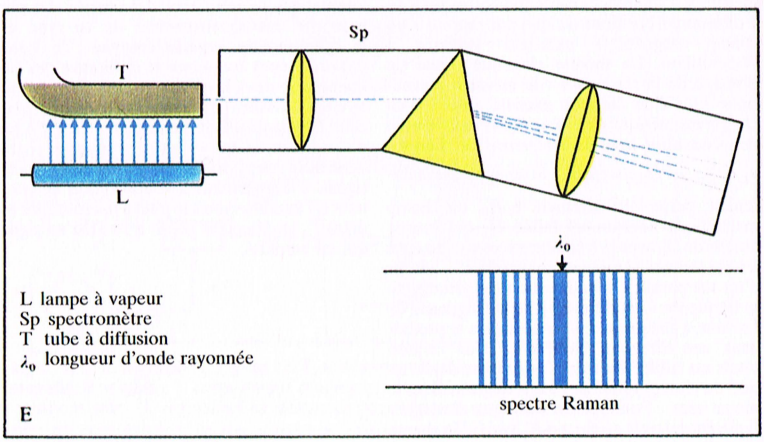


Diffraction d'un rayon X sur le plan 2,0,0 d'un cristal de NaCl (A) et représentation dans le réseau réciproque (B)



F, F1, F2 fentes, C capteur de rayons X, Cr échantillon cristallin, P film photographique disposé en cercle, T tube à rayons X, E écran sur lequel on voit le diagramme de Laue

Dispositifs pour l'étude de la structure cristalline



Spectromètre Raman classique

Étude aux rayons X des structures cristallines

On utilise les cristaux pour mesurer la longueur d'onde du rayonnement X ; inversement, le rayonnement X permet d'étudier la composition et la structure des cristaux. VON LAUE a établi les conditions pour que les interférences entre les rayons diffractés par les différents atomes du réseau cristallin soient constructives :

$$h \cdot \lambda = a_0 (\cos \alpha - \cos \alpha_0)$$
$$k \cdot \lambda = b_0 (\cos \beta - \cos \beta_0)$$
$$l \cdot \lambda = c_0 (\cos \gamma - \cos \gamma_0)$$

h, k, l sont les indices de Miller (voir p. 51) ; a_0, b_0, c_0 sont les distances entre atomes dans les trois directions fondamentales (axes du cristal) ; α_0, β_0 γ_0 et α, β, γ sont les angles des rayonnements incident et diffusé avec les axes ; λ est la longueur d'onde du rayonnement incident. Normalement, les trois conditions ne sont pas remplies en même temps pour une direction incidente et une longueur d'onde déterminées à l'avance ; mais, pour chaque direction incidente, elles sont remplies pour une longueur d'onde déterminée. Si l'on fait traverser un cristal par un faisceau étroit de rayons X « blancs » (contenant toutes les longueurs d'onde), on voit sur une plaque photo placée derrière le cristal un ensemble de points sombres correspondant aux interférences constructives entre les rayons diffusés : c'est le diagramme de Laue, dont on peut déduire des informations sur la structure du cristal.

Si les rayons X se réfléchissent sur les plans réticulaires, les conditions de Von Laue donnent l'équation de Bragg (voir p. 63) : dans le diagramme de Laue se trouvent toujours des points correspondant à la réflexion du rayon incident sur les plans réticulaires. Pour l'analyse de la structure du cristal, une notion essentielle est celle de *réseau réciproque*. On associe à chaque plan réticulaire un point O dont l'emplacement est déterminé comme suit : sa direction est celle de la perpendiculaire au plan réticulaire, sa distance est égale à l'inverse de la distance de deux plans réticulaires voisins appartenant à la même famille. À partir du réseau réciproque, on peut lire si et dans quelle direction un rayon incident est diffracté : on dessine un cercle de rayon $\frac{1}{\lambda}$ ayant pour centre un point M situé sur le rayon X et distant de la valeur $\frac{1}{\lambda}$ du point O. Si un point P du réseau réciproque se situe sur ce cercle, le rayon est diffracté dans la direction MP.

Dans l'analyse de la structure selon la méthode de Bragg, on utilise des rayons X de longueur d'onde déterminée ; on fait tourner le cristal autour d'un axe perpendiculaire à la direction des rayons incidents. Sur un détecteur de révolution autour de l'axe de rotation, on obtient des maxima de diffraction à partir desquels, connaissant la longueur d'onde et l'angle de diffraction, on peut calculer les distances des plans réticulaires.

Dans le processus de DEBYE et SCHERRER, on utilise, au lieu d'un grand cristal, une *poudre cristalline* : parmi les microcristaux constituant ces poudres, il y en a toujours qui remplissent la condition de Bragg, il leur correspond des maxima de diffraction.

Effet Raman

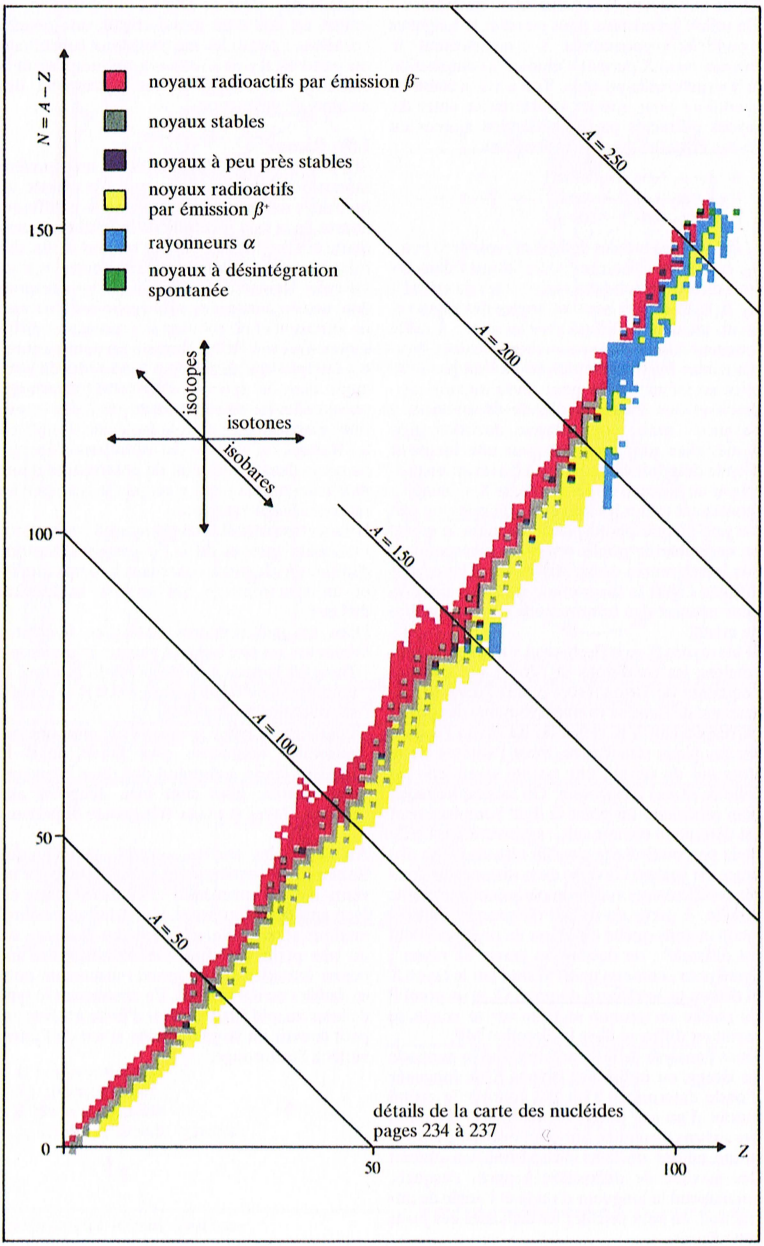
Si l'on envoie sur des molécules une lumière monochromatique de fréquence déterminée ν_0, on trouve dans le spectre de la lumière diffusée, auprès de la raie spectrale de la fréquence incidente et symétriquement par rapport à elle, des raies beaucoup plus faibles de fréquence $\nu_0 \pm \nu_s$, les raies Raman. Les énergies $h \cdot \nu_s$ correspondant aux fréquences ν_s sont égales aux énergies de vibration et de rotation des molécules diffusantes. Grâce à l'effet Raman, on peut mesurer ces énergies qui ne sont pas accessibles directement dans le spectre d'émission infrarouge, puisqu'elles ne correspondent pas à des transitions électroniques dans la molécule. Dans l'effet Raman, on observe des variations d'énergie au cours desquelles l'état de polarisation d'une molécule varie, ce qui n'est pas le cas pour les raies émises directement.

Un spectromètre Raman comprend : une source lumineuse intense de la fréquence excitatrice choisie, un récipient contenant le corps étudié, et un spectromètre qui analyse la lumière diffusée.

Dans les spectromètres classiques, la source lumineuse est une lampe à vapeur de mercure :

- Dans les lampes à haute pression (1 atm), la température s'élève jusqu'à 8 000 K et la puissance obtenue est élevée.
- Les lampes à basse pression (10^{-2} atm) ont une puissance lumineuse plus faible, mais la lumière émise comprend des raies beaucoup plus nettes ; elles sont bien adaptées aux mesures faites avec une très grande dispersion.

Au début des années soixante, la technique Raman a été entièrement renouvelée par l'invention des sources laser : la lumière émise est bien appropriée puisque, tout à fait monochromatique et parallèle, elle peut être focalisée sur de très petits volumes. On obtient ainsi une bonne intensité et une grande dispersion pour un faible encombrement. En choisissant le type de laser adapté à la longueur d'onde étudiée, on peut couvrir un large domaine allant de l'ultraviolet à l'infrarouge.



Carte des nucléides pour tous les noyaux connus ayant des durées de vie mesurables

La physique nucléaire est la science de la structure et de la composition du noyau atomique. Alors que la physique du nuage électronique de l'atome peut être considérée pour l'essentiel comme élucidée par la mécanique quantique, il n'en va pas de même à ce jour pour la physique nucléaire : celle-ci fait intervenir en effet une nouvelle force très intense qui maintient ensemble les nucléons (composants du noyau, voir ci-dessous), et s'exerce à des distances si faibles qu'on ne peut pas l'observer à l'échelle macroscopique. La physique nucléaire en est donc encore au stade où elle s'intéresse aux phénomènes sans pouvoir les expliquer par une théorie complète, un peu comme la physique atomique avant la découverte de la mécanique quantique, consécutive à l'élaboration du tableau périodique et à la découverte des règles des spectres optiques.

Éléments constitutifs du noyau

Le noyau est constitué de **nucléons** (du latin *nucleus*) : il comprend Z **protons** qui possèdent une charge élémentaire positive, et N **neutrons** qui ne sont pas chargés. Le noyau de l'hydrogène se compose d'un seul proton. La masse du proton est $m_P = 1{,}6726 \cdot 10^{-24}$ g, celle du neutron $m_N = 1{,}6749 \cdot 10^{-24}$ g : elles diffèrent de 2 ‰. À l'état libre, le neutron est instable : après une durée de vie de 20 minutes environ, il se décompose en un électron et un proton. On sait aujourd'hui qu'un nucléon est composé de trois *quarks*.

La **charge** du noyau, qui détermine sa place dans le tableau périodique, c.-à-d. son *numéro atomique* ou nombre de protons Z, est un multiple entier de la charge élémentaire positive prise pour unité (ex. : le noyau de carbone a la charge 6, c.-à-d. 6 charges élémentaires positives). En ce qui concerne l'atome, la charge du noyau est égale au nombre des électrons du nuage. On peut la mesurer directement grâce à la loi de Moseley (voir p. 43) : la fréquence de la raie $X\ K_\alpha$ qui correspond à la transition des électrons de la couche L à la couche K est :

$$\nu = \frac{3}{4} R\ (Z - 1)^2$$

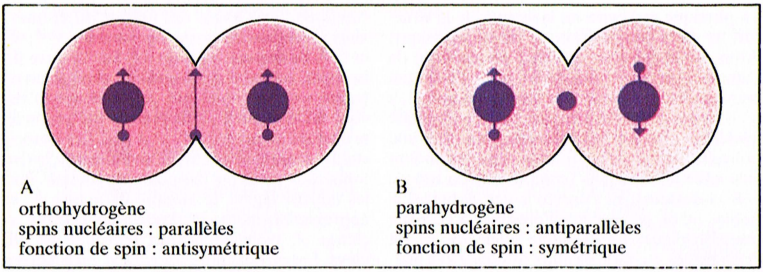
où R est la constante de Rydberg.
On appelle *nombre de masse* A le nombre total de nucléons contenus dans le noyau. A est voisin de la masse de l'atome, sans en général lui être égal ; on l'ajoute en exposant au symbole de l'élément. On définit l'unité de masse atomique u comme $\frac{1}{12}$ de la masse de l'atome de carbone C^{12}. La **masse** des noyaux atomiques est toujours approximativement un multiple entier de celle du noyau d'hydrogène.

On appelle **isotopes** des noyaux de même charge, donc correspondant au même élément chimique, mais ayant des masses différentes : ainsi, l'oxygène a trois isotopes stables, O^{16}, O^{17} et O^{18}, de masses 16, 17 et 18. Sur la carte des isotopes, ou *carte des nucléides*, chaque noyau connu est représenté par un point dont l'abscisse est le nombre Z de protons et l'ordonnée le nombre de neutrons $N = A - Z$. Les isotopes stables sont représentés par un point gris, les isotopes radioactifs par des points de couleur. Pour les noyaux légers, le nombre de masse A est approximativement le double du nombre de charge Z, pour les noyaux lourds il est plus élevé. Les noyaux pour lesquels Z est supérieur à 81 sont instables ; on trouve aussi dans la nature des isotopes à peu près stables (représentés par des points noirs) parce que leur durée de vie est de l'ordre de l'âge du système solaire ou plus : c'est le cas des noyaux de bismuth 209, de thorium 232 et d'uranium 235 et 238. Sur la carte des nucléides, les isotopes du même élément se trouvent sur une même verticale. On appelle **isobares** les noyaux de même masse et de charges différentes ; ils se situent sur une diagonale ; les noyaux situés sur une droite horizontale parce qu'ils ont même N sont appelés **isotones**. Il existe environ 300 noyaux stables et plus de 700 noyaux radioactifs ayant des durées de vie mesurables. Les nombres les plus élevés d'isotopes stables sont 10 pour l'étain ($Z = 50$) et 9 pour le xénon ($Z = 54$).

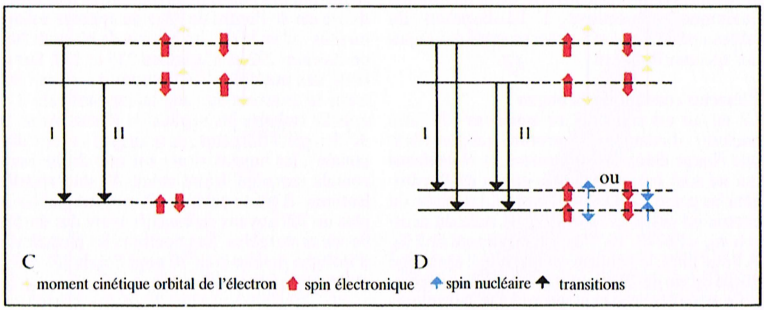
Le **rayon** r du noyau ne peut pas être défini avec précision comme pour un corps macroscopique ; on peut seulement dire qu'il correspond à peu près à la portée des forces nucléaires. En effet, si des protons du noyau se trouvaient en dehors de cette portée, ils seraient éjectés sous l'effet de la répulsion électrostatique. Donc, tous les éléments du noyau stable doivent se trouver à l'intérieur de cette portée. On dispose d'une formule relativement précise, analogue à celle donnant le rayon d'une goutte d'eau :

$$r = r_0 \cdot \sqrt[3]{A}$$

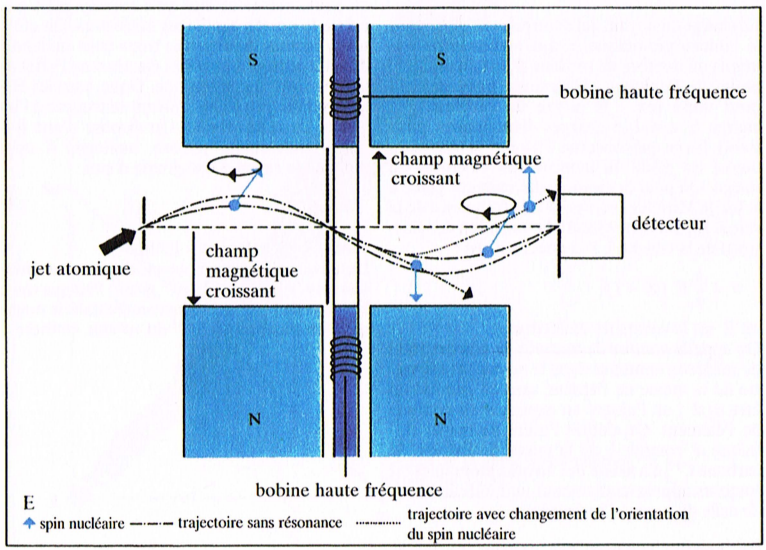
avec $r_0 = 1{,}2 \cdot 10^{-15}$ m = 1,2 fm.
La masse volumique moyenne du noyau est donc très élevée, elle vaut $2 \cdot 10^{14}$ g/cm^3. Presque toute la masse de l'atome est concentrée dans le noyau qui n'en occupe que 10^{-15} du volume environ.



Spins nucléaires dans l'hydrogène



Décomposition de la raie D du sodium dans les structures fine (C) et hyperfine (D)



Expérience de Rabi pour la résonance

Spin

En plus de la charge et de la masse, le noyau de l'atome possède un **spin** caractéristique (moment angulaire de rotation propre), somme des spins des nucléons le constituant et de leurs moments angulaires sur leurs trajectoires éventuelles dans le noyau. Les nucléons sont des fermions et ont donc chacun le spin $\frac{1}{2}\hbar$. D'après le principe de Pauli, les spins de deux nucléons appartenant au même noyau ne peuvent être que parallèles (s'il s'agit d'un proton et un neutron) ou antiparallèles (pour deux protons ou deux neutrons). Il en résulte le fait suivant que l'expérience montre aussi : le spin nucléaire I est entier ou demi-entier selon que le nombre de masse A est pair ou impair. Dans le premier cas le noyau obéit à la statistique de Bose, dans le second cas il obéit à celle de Fermi.

Une autre preuve expérimentale consiste à mesurer les spectres de bandes de rotation de molécules composées des mêmes atomes. L'intensité d'une raie spectrale est proportionnelle au nombre d'états physiques discernables qui participent à son émission. Ainsi, il y a par ex. deux possibilités pour la molécule d'hydrogène en ce qui concerne l'orientation des spins des noyaux : parallèles et spin total 1 (**orthohydrogène**), ou antiparallèles et spin total 0 (**parahydrogène**). À 300 K, il y a dans le gaz dihydrogène environ 75 % de la première forme et 25 % de la seconde.

L'orientation du spin nucléaire ne change pas dans une transition optique. Il en résulte que le terme fondamental de l'orthohydrogène est un triplet, alors que celui du parahydrogène est un singulet : la mesure des intensités relatives des raies de chaque système confirme bien les calculs.

Moment magnétique

Une particule de charge q, de moment angulaire J et de masse M a, d'après l'électromagnétisme classique, un moment magnétique égal à :

$$\mu = \frac{q \cdot J}{2\,M\,c}$$

où c est la vitesse de la lumière.

Par analogie avec le magnéton de Bohr qui donne le moment magnétique d'un électron sur une trajectoire avec le moment angulaire $\hbar$, on définit le magnéton nucléaire :

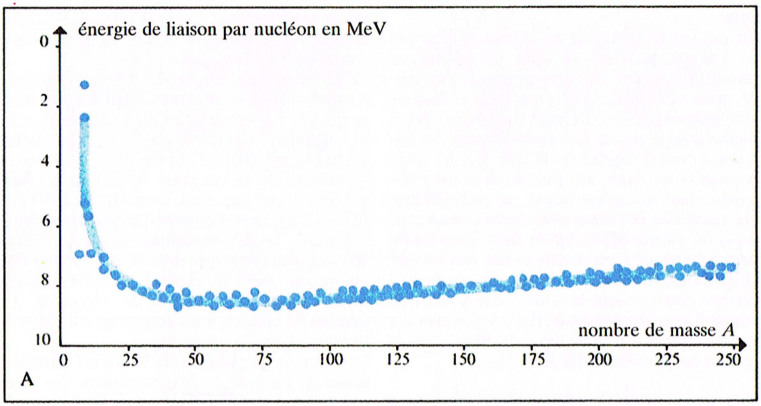
$$\mu_N = \frac{e\,\hbar}{2\,M_p c}$$

m_p, la masse du proton, étant 1 836 fois plus grande que la masse de l'électron, le magnéton nucléaire est 1 836 fois plus petit que le magnéton de Bohr. Le proton a aussi un moment magnétique : il n'a pas, comme celui de l'électron, la valeur d'un magnéton nucléaire, mais est à peu près trois fois plus grand : il vaut exactement μ_p = 2,79276 magnétons nucléaires. Le neutron aussi, bien qu'il n'ait pas de charge, a un moment magnétique qui vaut $\mu_n = -1{,}91315\ \mu_N$, le signe – signifiant que le moment magnétique a un sens opposé à celui du spin.

Le moment magnétique des noyaux peut être mesuré grâce à la **structure hyperfine** des raies spectrales. Le spin nucléaire I se compose avec la résultante J sur tout l'atome des moments cinétiques de rotation des électrons. Le nombre de termes de la structure hyperfine est égal au plus grand des deux nombres $(2\,I + 1)$ et $(2\,J + 1)$. En raison de la petitesse du magnéton nucléaire, la décomposition est à peu près 300 fois plus faible que celle de la structure fine qui repose sur l'interaction du moment cinétique orbital avec le spin de l'électron. Le nombre de composantes permet de connaître le *nombre quantique magnétique*.

Le moment magnétique nucléaire est difficile à mesurer, puisque la décomposition des raies spectrales dépend surtout du moment magnétique électronique. Elle se fait par la spectroscopie à haute fréquence ou **résonance magnétique nucléaire**, selon une méthode imaginée par Rabi, qui ressemble à celle de résonance du spin des électrons pour la mesure des décompositions Zeeman :

La matière étudiée est sous forme de jets atomiques qui sont envoyés dans deux champs magnétiques verticaux très inhomogènes dont les déviations se compensent ; entre les deux est intercalé un champ magnétique vertical lui aussi et uniforme, auquel se superpose un champ de haute fréquence ν réglable. Lorsque ν correspond à la résonance magnétique nucléaire, le moment magnétique nucléaire change de sens entre les deux champs inhomogènes : la trajectoire n'est plus la même et le détecteur de rayonnement enregistre moins de particules.



Énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de masse

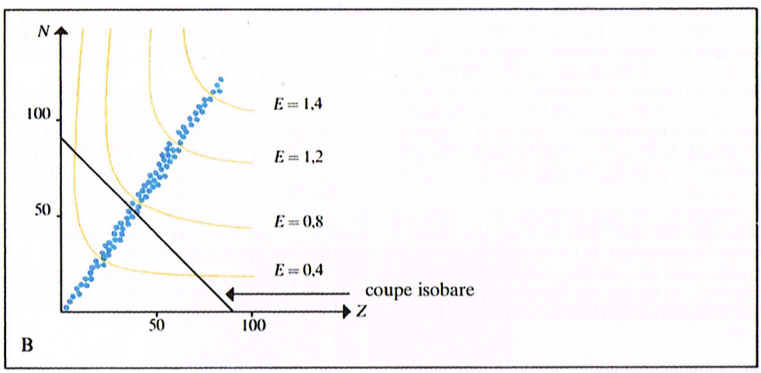
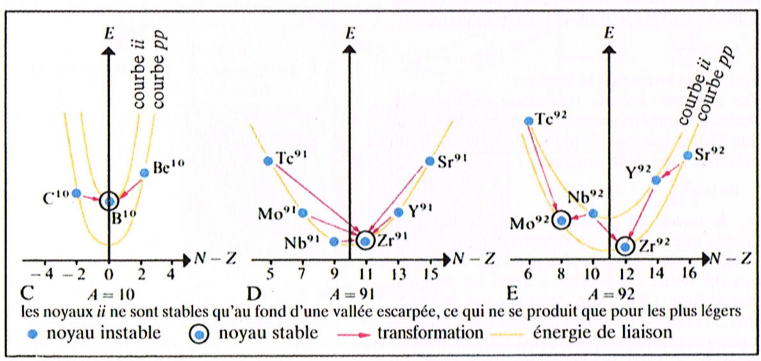


Diagramme des courbes de niveau de l'énergie de liaison pour les noyaux stables



Coupes isobares pour $A = 10$, $A = 91$ et $A = 92$

On n'a à ce jour que des modèles grossiers des forces de cohésion du noyau ; pourtant on connaît très bien pour tous les noyaux l'**énergie de liaison**, c.-à-d. le travail qui devrait être fourni pour décomposer un noyau en ses nucléons ; mais on ne sait pas encore expliquer théoriquement cette énergie, comme on le fait pour le nuage électronique.

La théorie de la relativité fait correspondre à une énergie E une masse m : E et m sont liées par l'équation $E = m\,c^2$, où c est la vitesse de la lumière. La formation d'un noyau à partir de nucléons supposés à l'infini s'accompagne d'une libération de l'énergie E : le noyau est plus léger de la valeur $m = \frac{E}{c^2}$ que l'ensemble des nucléons. On peut donc exprimer l'énergie de liaison en unités de masse ou la mesurer directement en perte de masse. Une unité de masse atomique u correspond à 931 MeV (rappelons que $u = 1{,}660 \cdot 10^{-27}$ kg, et que $1\,\text{MeV} = 1{,}6022 \cdot 10^{-13}$ J). En général, on fait le chemin inverse : on détermine les masses des isotopes à partir de l'énergie de liaison, mesurable lors des réactions nucléaires.

On désigne par les termes de **défaut de masse** la différence entre la masse réelle d'un isotope et le nombre de masse, et de **coefficient de cohésion** le rapport f entre le défaut de masse et le nombre de masse ; f indique de combien les nucléons sont plus (ou moins) fortement liés dans un isotope par rapport au carbone 12.

Selon une théorie de V. Weisäcker et Bethe, l'énergie de liaison par nucléon se compose de 5 termes :

1. Un terme constant a_1, qui représente l'énergie moyenne du nucléon lié dans tout le volume.
2. Un terme qui prend en compte le fait que l'énergie de liaison est maximale pour $N = Z$, et que les neutrons en surnombre sont donc moins liés. Il a la forme $a_2 (N-Z)^2 \cdot A^{-2}$ (pour les définitions de N, Z et A, voir p. 69).
3. Un terme de la forme $a_3 A^{-\frac{1}{3}}$, qui tient compte du fait que les nucléons à la surface du noyau sont liés moins fortement.
4. Un terme de la forme $a_4 Z^2 A^{-\frac{4}{3}}$, qui traduit la répulsion électrostatique entre les protons.
5. Un terme qui prend en compte le fait que les noyaux ayant des Z et N pairs (noyaux *pp*) sont plus stables que ceux pour lesquels Z est pair et N impair ou l'inverse (noyaux *pi* et *ip*), eux-mêmes plus stables que ceux pour lesquels Z et N sont impairs (noyaux *ii*). En effet un noyau *pp* est formé de nucléons identiques de spins opposés, d'où un spin total nul, de façon analogue à la configuration des gaz rares dans le nuage électronique de l'atome. Ce terme est de la forme $a_5 A^{-2}\,\delta$; $\delta = +1$ pour les noyaux *pp*, -1 pour les noyaux *ii* et 0 pour les autres.

Les constantes a_1 à a_5 ont été déterminées à partir de la mesure des énergies de liaison pour tous les noyaux stables. La meilleure approximation des valeurs expérimentales est :

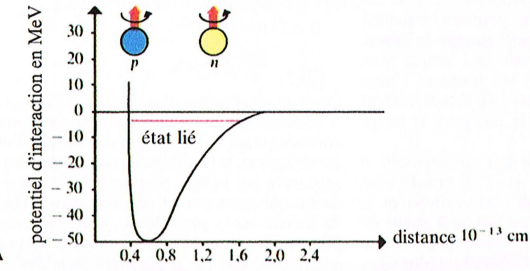
$$E = 14{,}0 - 19{,}3\left(\frac{N-Z}{A}\right)^2 - \frac{13{,}1}{\sqrt[3]{A}} - 0{,}6\,\frac{Z^2}{(\sqrt[3]{A})^4} - \frac{130}{A^2}\,\delta \;[\text{MeV}]$$

Dans un diagramme plan où Z est en abscisse et N en ordonnée, si on trace les courbes de niveau correspondant à des valeurs données de l'énergie de liaison, la position des noyaux stables correspond à une vallée : pour un nombre de masse donné qui correspond à une diagonale, l'énergie de liaison est la plus élevée, donc la liaison la plus solide, dans la région où se trouvent les noyaux stables (voir la carte des nucléides p. 68). Les noyaux qui se situent en dehors de cette vallée peuvent se transformer par changement d'un neutron en proton et inversement : ils libèrent de l'énergie en donnant d'autres noyaux à proximité de la vallée (radioactivité β). Pour les noyaux légers, la vallée correspond à $N = Z$; pour les noyaux lourds, elle est déplacée vers la région du plan où $N > Z$.

Plaçons-nous maintenant dans un espace à trois dimensions : les variations de l'énergie de liaison en fonction de N et Z y sont représentées par une surface ; si on coupe cette surface par un plan d'équation A = constante, on obtient une coupe isobare sur laquelle on peut lire l'énergie de liaison de tous les isobares de nombre de masse déterminé. Les noyaux ont la stabilité maximale au fond de la vallée ; à droite règne un excédent de protons, à gauche un excédent de neutrons. Les noyaux stables correspondent aux points les plus bas des courbes.

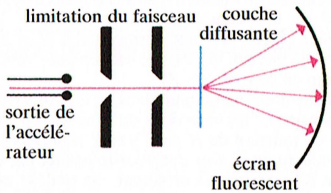
Si le nombre de masse choisi est impair (D), $\delta = 0$ et la coupe est constituée d'une seule courbe ; il y a en général un seul noyau stable.

Si A est pair (C et E), $\delta = \pm 1$ et la coupe comprend deux courbes : l'une correspond aux noyaux *pp*, l'autre aux noyaux *ii* ; la seconde courbe se situe au-dessus de la première. Il y a, pour les noyaux légers, un noyau *ii* stable, et, pour les autres, deux noyaux *pp* stables.

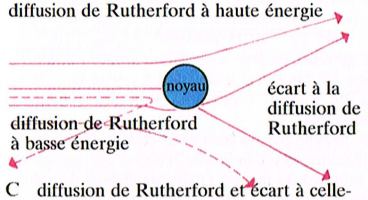


A

Potentiel d'interaction entre un neutron et un proton à spins parallèles

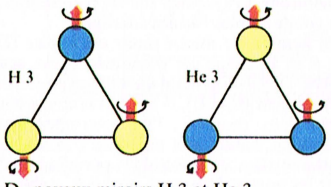


B



C diffusion de Rutherford et écart à celle-ci sous l'effet des forces nucléaires

Mesure des forces nucléaires par des expériences de diffusion

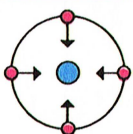


D noyaux miroirs H 3 et He 3

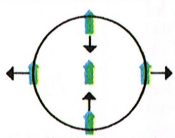
paire miroir		ΔE calculé	ΔE mesuré
C 11	B 11	1,95 MeV	1,98
N 13	C 13	2,33	2,26
O 15	N 15	2,68	2,70
F 17	O 17	3,02	3,02
Ne 19	F 19	3,33	3,22
Mg 23	Na 23	3,94	3,84

E différences d'énergie des noyaux miroirs données par le calcul et l'expérience

Noyaux miroirs

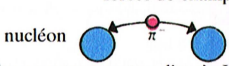


F_1 charges électriques : forces centrales



F_2 dipôle magnétique : forces de champ

G saturation de la force nucléaire par la disposition des spins dans le noyau d'hélium, très stable



H

Explication de la liaison neutron-proton d'après YUKAWA. Les nucléons sont indiscernables

Modèles de forces nucléaires

On ne sait pas encore traduire par une seule formule toutes les mesures concernant la grandeur et la direction des **forces nucléaires** qui assurent la cohésion des noyaux atomiques, malgré les répulsions coulombiennes entre les protons ; mais ces mesures permettent d'en connaître de nombreuses propriétés.

La force nucléaire a une **portée** d'environ $2 \cdot 10^{-13}$ cm ; jusqu'à cette distance, c'est une force attractive 100 fois plus intense que la force répulsive entre deux charges élémentaires de même signe. Elle assure la cohésion de noyaux ayant jusqu'à 80 protons.
Pour des distances inférieures à $0{,}5 \cdot 10^{-13}$ cm, la force nucléaire est répulsive, comme si les nucléons avaient un noyau dur qui ne pouvait pas être pénétré.

On a des renseignements sur la nature des forces nucléaires grâce à des **expériences de diffusion** à haute énergie : dans un accélérateur, on introduit des protons d'énergie suffisante pour vaincre la répulsion électrostatique des noyaux chargés positivement. Une mince couche de noyaux les diffuse : on mesure le nombre de protons diffusés dans les différentes directions. La répartition des protons en fonction de l'angle de diffusion, calculée par RUTHERFORD pour le cas où la totalité de la charge du noyau est concentrée en un point, est décrite par sa formule de diffusion :

$$\frac{dn}{n} = \frac{D\,N\,Z^2 e^4}{2m^2v^4}\,\frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}}\cdot d\Omega$$

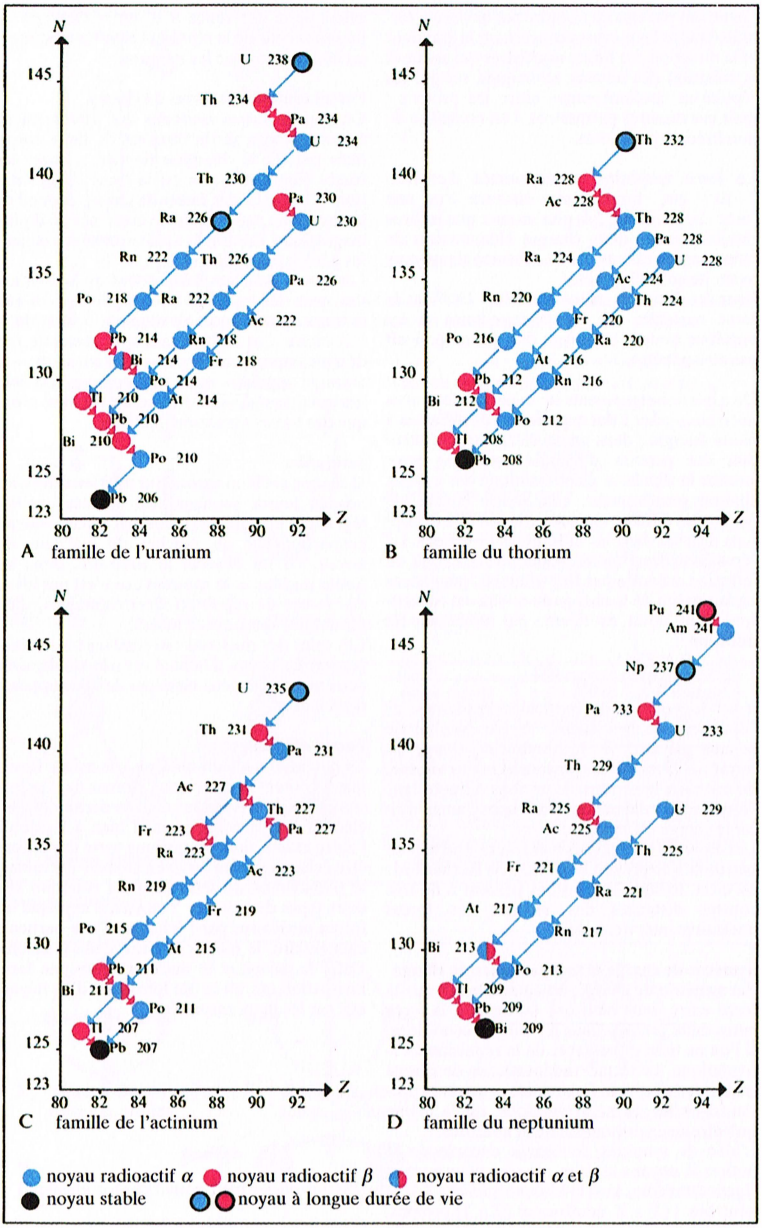
n est le nombre de particules incidentes, D l'épaisseur de la couche, N le nombre de noyaux par cm^3, Z le nombre de charge du noyau, m la masse des protons et v leur vitesse ; dn est alors le nombre de protons diffusés dans l'angle solide élémentaire $d\Omega$ sous l'angle θ ; e est la charge élémentaire.
Les répartitions d'angles mesurées s'écartent un peu de ce que prévoit la formule de Rutherford : en effet, lorsque les protons passent à de très courtes distances des noyaux, les forces nucléaires interviennent.

Symétrie de charge et indépendance de charge
Par **symétrie de charge**, on entend le fait que la force entre deux neutrons est égale à la force entre deux protons dans les mêmes conditions, si l'on ne tient pas compte de la répulsion électrostatique. Le terme **indépendance de charge** traduit le fait que la force entre neutron et proton, dans les mêmes conditions, est la même qu'entre deux protons ou deux neutrons.
L'idée de symétrie de charge découle de la notion de **noyaux miroirs** : ce sont deux noyaux légers de même A : (1) a Z protons et $(Z + 1)$ neutrons ; (2) a Z neutrons et $(Z + 1)$ protons. L'énergie de liaison est donnée par la formule de Von Weisacker (voir p. 73). Le résultat du calcul de la différence ΔE entre l'énergie de liaison et celle de la répulsion électrostatique est en bon accord avec les mesures.

Forces centrales et forces de champ
On appelle **forces centrales** des forces qui ne dépendent que de la distance de deux corps, mais pas d'une direction donnée, comme les forces électrostatiques ou la force de gravitation. L'intensité des **forces de champ** dépend de la direction : par ex. la force créée par un dipôle magnétique. Les forces nucléaires comprennent les deux types de forces.
Les forces de champ dépendent de la position des spins des nucléons les uns par rapport aux autres et par rapport au moment orbital de la trajectoire. Les noyaux sans spin nucléaire (on désigne improprement par « spin nucléaire » le moment angulaire nucléaire, composé du spin intrinsèque et des contributions orbitales) n'ont que des forces nucléaires centrales.

Saturation
Si chaque nucléon agissait sur tous les autres, les noyaux lourds seraient aussi stables que les légers et l'énergie de liaison par nucléon serait proportionnelle au nombre de nucléons du noyau. Or on observe le contraire, donc les forces nucléaires se saturent ; ce n'est pas le cas des forces de répulsion électrostatiques, d'où l'instabilité des noyaux lourds.
Les spins des nucléons ont tendance à se compenser. Le noyau d'hélium est très stable, avec deux protons et deux neutrons de spins opposés deux à deux.

Forces d'échange
La potentiel nucléon-nucléon a la même forme que le potentiel entre deux atomes dans la liaison chimique covalente : dans ce dernier cas, les électrons appartiennent aussi bien à l'un qu'à l'autre atome, donc en quelque sorte ils peuvent être échangés entre les deux atomes. De même, le phénomène de saturation est commun aux deux types de liaisons. YUKAWA a expliqué les forces nucléaires par l'échange d'une particule élémentaire, le méson π, entre deux nucléons. Entre le méson et le nucléon existe une forte interaction qui, en cas de formation d'un noyau, agit sur les deux ensembles.



Les quatre familles radioactives avec leurs ramifications

Radioactivité

De nombreux noyaux atomiques possèdent la propriété d'émettre spontanément une particule, et ainsi de se transformer en un autre noyau : ils sont **radioactifs**. La durée de la transformation est caractérisée par la **période radioactive** T au cours de laquelle très exactement la moitié des atomes présents à l'origine s'est transformée. Ce temps ne dépend pas de l'histoire antérieure des noyaux : après deux périodes radioactives, il reste $^1/_4$ de la quantité d'origine, après trois périodes $^1/_8$ et ainsi de suite. Autrement dit : la probabilité pour qu'un noyau se désintègre à un moment donné est indépendante de sa durée d'existence précédente.

D'où la **loi de désintégration** : sur N_0 noyaux présents à l'origine, au bout d'un temps t, il reste un nombre N de noyaux donné par la formule $N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$. Le temps τ, la durée de vie, est égal à 1,443 T. Les noyaux radioactifs ont des périodes comprises entre 10^{-7} s et 10^{17} années.

Si le produit d'une désintégration radioactive est lui-même radioactif, on parle d'une **famille** ou d'une **série radioactive**. Alors que la substance d'origine d'une famille radioactive (le *parent*) se désintègre avec sa période radioactive et que sa quantité décroît, une concentration d'équilibre s'établit pour les noyaux de la série (les *descendants*) par formation et désintégration : cette concentration est proportionnelle à la durée de vie du noyau en question. Chaque série radioactive se termine par un noyau stable.

La **radioactivité naturelle**, dont la possibilité fut connue avant la découverte du noyau atomique, se produit parce que les parents, l'uranium 238, l'uranium 235 et le thorium 232, ont de longues périodes radioactives. La **série de l'uranium**, la **série de l'actinium** et celle **du thorium** constituent les trois familles radioactives. À côté de celles-ci, on découvrit plus tard la **série du neptunium** qui a disparu dans la nature parce que le parent, le neptunium 237, a une période relativement courte (environ 2 millions d'années). Les éléments des trois familles radioactives naturelles sont encore souvent désignés par leurs noms historiques qui proviennent de l'époque où on ne savait pas encore que les noyaux étaient issus de désintégrations. On a :

– Dans la **famille de l'uranium** : l'uranium XI (thorium 234), l'uranium X2 (protactinium 234), l'uranium II (uranium 234), l'ionium (thorium 230), le radium A (polonium 218), le radium B (plomb 214), le radium C (bismuth 214), le radium C' (polonium 214), le radium C'' (thallium 210), le radium D (plomb 210), le radium E (bismuth 210) ;

– Dans la **famille du thorium** : le mésothorium I (radium 228), le mésothorium II (actinium 228), le radiothorium (thorium 228), le thorium X (radium 224), le thoron (radon 220), le thorium A (polonium 216), le thorium B (plomb 212), le thorium C (bismuth 212), le thorium C' (polonium 212), le thorium C'' (thallium 208) ;

– Dans la **famille de l'actinium** : l'actino-uranium (uranium 235), l'uranium Y (thorium 231), le radioactinium (thorium 227), l'actinium K (francium 223), l'actinium X (radium 223), l'actinon (radon 219), l'actinium A (polonium 215), l'actinium B (plomb 211), l'actinium C (bismuth 211), l'actinium C' (polonium 211) , l'actinium C'' (thallium 207).

Un noyau radioactif peut se transformer de deux façons :

Dans la **désintégration** α, le noyau émet un noyau d'hélium, de nombre de masse 4 et de charge $2e$, aussi appelé particule α ; le nombre de masse diminue de quatre unités ; dans le diagramme N–Z, la désintégration est figurée par une droite parallèle à la première diagonale et descendante.

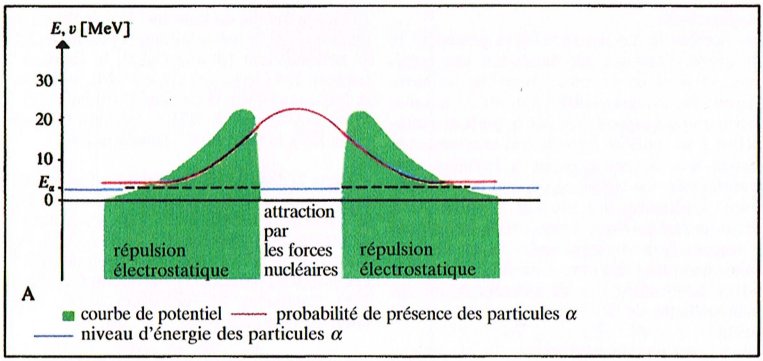
Dans la **désintégration** β, le noyau émet un électron, la masse du noyau ne change pas, et dans le diagramme N-Z, la transformation est figurée par une droite parallèle à la seconde diagonale. On distingue deux cas : dans la désintégration β^-, l'électron est chargé négativement comme ceux du nuage de l'atome, la charge positive du noyau augmente d'une unité, un proton apparaît et un neutron disparaît ; la droite qui figure la transformation est descendante. Dans la désintégration β^+, l'électron a les mêmes propriétés que le précédent mais une charge opposée, la charge du noyau diminue d'une unité, un proton disparaît et un neutron apparaît : la droite qui figure la transformation est ascendante.

On exprimait autrefois l'**activité** de la source de rayonnement en **Curie** (Ci) : c'est le nombre de désintégrations qui se produisent par seconde dans 1 g de radium, soit $3{,}7 \cdot 10^{10}$ désintégrations. On a adopté une nouvelle unité, le **becquerel** (Bq), qui correspond à une désintégration par seconde.

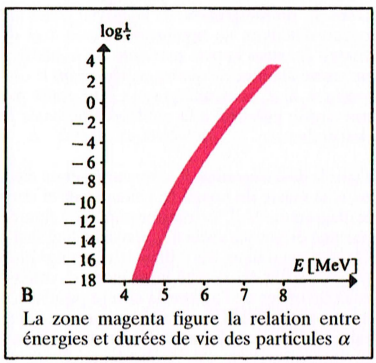
On appelle **activité spécifique** A_S le nombre de désintégrations par seconde et par kg. Elle est égale au rapport du nombre d'atomes par kg à la durée de vie :

$$A_S = \frac{N_A}{A \cdot \tau} \cdot 1000 = \frac{N_A \cdot 1000}{A \cdot 1{,}443\ T}$$

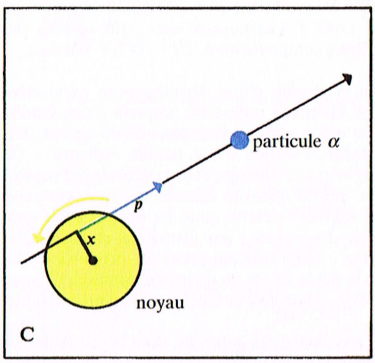
N_A = nombre d'Avogadro ; A = masse moléculaire en g ; T = période radioactive.



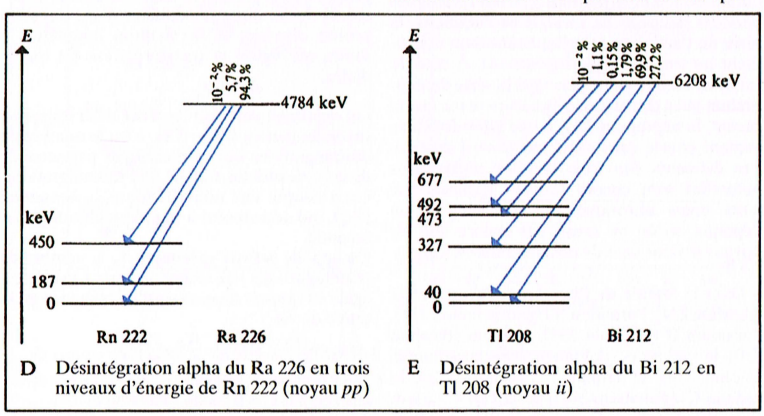
Interprétation de la désintégration α



Loi de Geiger et Nuttal



Changement du moment angulaire du noyau lors de l'émission d'une particule α sans spin



Désintégration alpha de noyaux *pp* et *ii*

L'explication théorique de la désintégration alpha fut à l'origine de difficultés importantes avant la découverte de la mécanique quantique. On sait en effet déterminer l'énergie des particules α à partir de la distance qu'elles parcourent dans l'air ; une autre méthode, plus précise, consiste à mesurer leur déviation par un champ magnétique : cette énergie, qui pour tous les émetteurs α connus varie de 1 à 7 MeV environ, est due à la répulsion électrostatique par le noyau considéré comme ponctuel, quand la particule en est éloignée de $5 \cdot 10^{-12}$ cm. Or, les expériences de diffusion de Rutherford ont montré que la portée des forces nucléaires ne dépasse pas $3{,}5 \cdot 10^{-12}$ cm : le noyau est compris dans une sphère de ce rayon. Une particule α qui sort du rayon d'action des forces nucléaires en quittant le noyau devrait être accélérée par la répulsion électrostatique jusqu'à des énergies plus élevées.

Cette contradiction fut résolue par la découverte de l'effet tunnel en mécanique quantique (voir p. 23) : une particule a une probabilité non nulle de se trouver en un endroit où le potentiel est plus élevé que son énergie totale. Selon le principe d'incertitude de Heisenberg (voir p. 19), la loi de la conservation de l'énergie peut donc être enfreinte. La probabilité de la désintégration α diminue avec la hauteur et la largeur du seuil de potentiel à surmonter. C'est pourquoi les périodes radioactives d'émetteurs α énergétiques sont plus courtes que celles d'émetteurs peu énergétiques.
La relation entre l'énergie E d'une particule α et sa durée de vie τ fut formulée par GEIGER et NUTTAL :

$$\operatorname{Log} E = A + B \log\left(\frac{1}{\tau}\right)$$

Les constantes A et B ont été déterminées à partir des émetteurs radioactifs connus. La loi n'est pas exacte, mais vérifiée avec une bonne approximation. Les mesures s'écartent de la formule pour deux raisons :

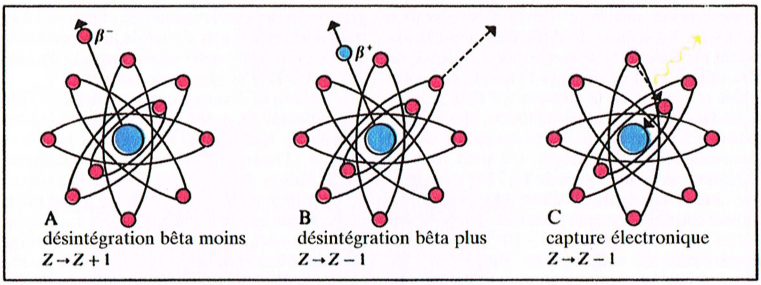
1. La loi serait strictement valable si les rayons des noyaux étaient tous les mêmes ; mais ils augmentent avec le nombre de nucléons.
2. On suppose, pour faire les calculs, que le noyau contient une particule α complète ; mais les protons et neutrons qui le composent sont tous en interaction les uns avec les autres ; ils ont une certaine probabilité de former des particules α, puis se séparent à nouveau.

Les **spectres du rayonnement alpha** d'un noyau sont composés de raies distantes les unes des autres de quelques centaines de keV : ainsi le Ra 226 ne peut émettre que des particules alpha d'énergie 4,784 MeV ou 4,597 MeV ou 4,334 MeV, et aucune particule d'énergie différente de ces valeurs. Le produit de la désintégration du radium, le radon 222, comprend donc trois niveaux discrets d'énergie, le fondamental et deux niveaux excités situés respectivement à 187 et 450 keV au-dessus de celui-ci.
Si le radium se désintègre en aboutissant à l'état fondamental du radon 222, l'énergie E_1 absorbée par la réaction est l'énergie de liaison de Ra 226 ; l'énergie E_2 libérée comprend l'énergie de liaison de Rn 222 et celle de la particule α. La différence $E_1 - E_2$ est répartie en raison inverse des masses : la particule α en reçoit 98,2 %, soit 4,784 MeV, sous forme d'énergie cinétique. Si la désintégration aboutit à un état excité de Rn 222, l'énergie absorbée comprend en plus l'énergie d'excitation, et l'énergie cinétique de la particule α diminue de cette valeur.

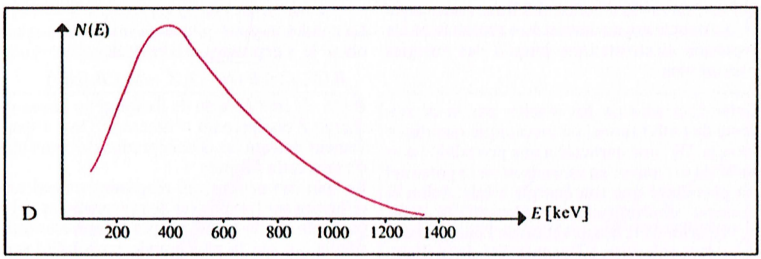
La condition pour qu'une désintégration α soit possible s'exprime par la formule :

$$B(N, Z) \leq B(N-2, Z-2) + B(\mathrm{He}^4)$$

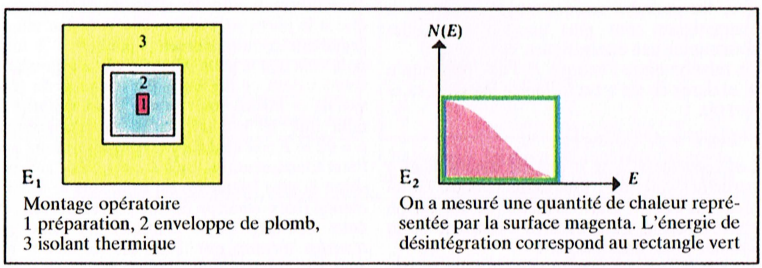
$B(N, Z)$ est l'énergie de liaison d'un noyau de charge Z comprenant N neutrons. On a effectivement détecté les désintégrations α possibles d'après cette formule.
Le spin des noyaux qui réagissent a aussi une influence sur les spectres de rayonnement α. La particule α elle-même n'a pas de spin : les transitions qui ont la plus grande probabilité sont donc celles pour lesquelles le spin du noyau initial est le même que celui du noyau final. Il n'y a une différence entre les spins des deux noyaux que si la particule α qui quitte le noyau initial prend un certain moment angulaire : il faut pour cela que le prolongement de sa trajectoire vers l'arrière ne passe pas par le centre de gravité de ce noyau, mais en soit à une distance x telle que le produit de x par l'impulsion $p = \sqrt{2\,m\,E}$ soit égal à $n \cdot \hbar$. Pour les noyaux *pp*, l'état fondamental a toujours le spin 0 : la transition la plus fréquente est celle vers le fondamental (les noyaux *pp* émettent deux protons et deux neutrons et se transforment donc en d'autres noyaux *pp*). Pour les noyaux *ii* au contraire, comme dans le cas de Bi 212, les spins sont tels que la raie la plus intense peut aboutir à un état excité.



Les trois types de désintégration bêta



Spectre bêta du potassium 40



Mesure calorimétrique de l'énergie totale de l'électron dans la désintégration β

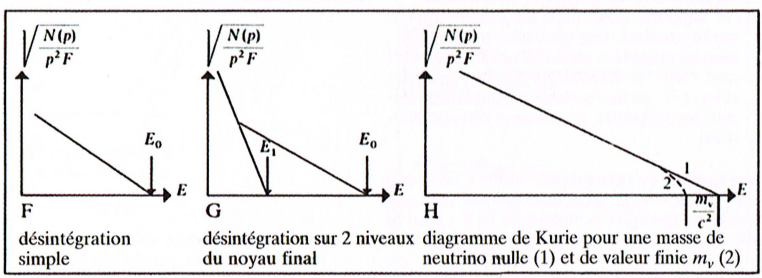


Diagramme de Kurie (p. 83)

On entend par **désintégration bêta** toute désintégration nucléaire dans laquelle la charge Z du noyau varie, le nombre de masse A restant constant.
Dans la **désintégration bêta moins**, un électron est émis, la charge du noyau varie de Z à $Z + 1$. L'élément se décale d'une case vers la droite dans le tableau périodique.
Dans la **désintégration bêta plus**, un positron est émis, la charge du noyau varie de Z à $Z - 1$. L'élément se décale d'une case vers la gauche dans le tableau périodique, un électron excédentaire quitte le nuage électronique. Le positron, l'antiparticule de l'électron, est une particule de même masse que lui, mais de charge opposée.
Dans la **capture électronique**, un électron de la couche K du nuage électronique réagit avec le noyau de l'atome. La charge du noyau varie de Z à $Z - 1$, l'élément se décale d'une case vers la gauche dans le tableau périodique. L'atome reste neutre, mais il passe à un état excité ; il retombe dans le fondamental en émettant le rayonnement X caractéristique.
Une désintégration bêta est possible lorsque l'énergie de liaison du noyau final est plus grande que celle du noyau initial ; dans le calcul de ces énergies de liaison, il faut tenir compte des différences de masse éventuelles dues à la variation du nombre d'électrons.
On a donc les conditions suivantes, où $M(Z, A)$ est la masse d'un atome de charge Z et de nombre de masse A, et m_e la masse de l'électron :
désintégration β^- : $M(Z, A) - M(Z + 1, A) > 0$
désintégration β^+ : $M(Z, A) - M(Z - 1, A) - 2m_e > 0$
capture électronique : $M(Z, A) - M(Z - 1, A) > 0$
La désintégration β^+ et la capture électronique conduisent du même noyau initial au même noyau final : il y a donc toujours une capture électronique en même temps que la désintégration β^+. Si la différence d'énergie entre le noyau initial et le noyau final est inférieure à $2\ m_e$, seule a lieu la capture électronique.

Les spectres des particules bêta sont nettement différents de ceux des particules alpha : alors que les particules α ne peuvent avoir que des énergies discrètes qui correspondent à la différence des énergies de liaison entre l'état initial et l'état final, les particules β ont une répartition continue de l'énergie entre l'énergie 0 et une énergie maximum égale à la différence des énergies de liaison entre l'état initial et l'état final ; elles ont donc en moyenne une énergie inférieure à l'énergie de désintégration.

On pourrait penser que les particules β sont émises avec la totalité de l'énergie de désintégration, dont une partie serait absorbée dans la matière radioactive : on a pu montrer, grâce à des mesures calorimétriques, que cette hypothèse est fausse. La préparation se trouvait dans une enveloppe de plomb qui absorbait tout le rayonnement et le transformait en chaleur. La quantité de chaleur mesurée dans l'enveloppe de plomb, donc dégagée dans la matière, était inférieure à l'énergie de désintégration. Donc, d'après la loi de conservation de l'énergie, une partie de l'énergie était emportée par une particule autre que l'électron.

Neutrino

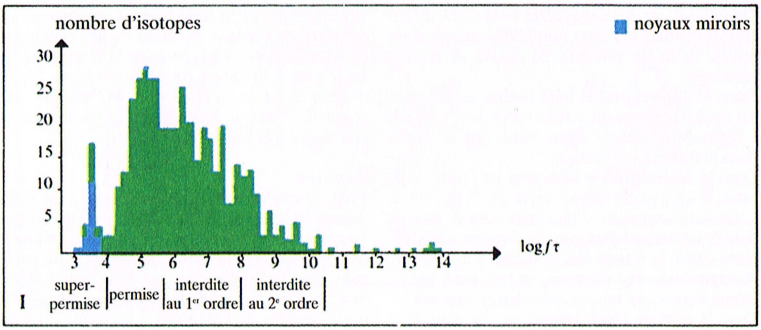
Pour résoudre ces problèmes, on a imaginé depuis longtemps avant sa découverte, qu'une autre particule que l'électron est émise lors de la désintégration bêta. L'interaction de cette particule avec la matière est extrêmement faible : lors des expériences d'absorption, on ne mesure que l'énergie de l'électron. La charge du neutrino est nulle, sa masse est très petite, voire nulle, il n'a pas de moment magnétique.
Le spin nucléaire est entier ou demi-entier selon le nombre de masse A. Celui-ci ne varie pas lors de la désintégration β, et d'autre part l'électron a un spin $\frac{1}{2}$: donc le neutrino doit avoir aussi le spin $\frac{1}{2}$.
Le neutrino a la même charge, le même moment magnétique et la même masse que le photon (quantum de lumière), mais il s'en distingue cependant par la valeur du spin et ses interactions avec la matière, qui sont beaucoup plus faibles. Pour une distinction plus précise, on appelle neutrino (symbole ν) la particule émise dans la désintégration β^+, et antineutrino (symbole $\bar{\nu}$) la particule émise dans la désintégration β^-.

Théorie de la désintégration β d'après Fermi

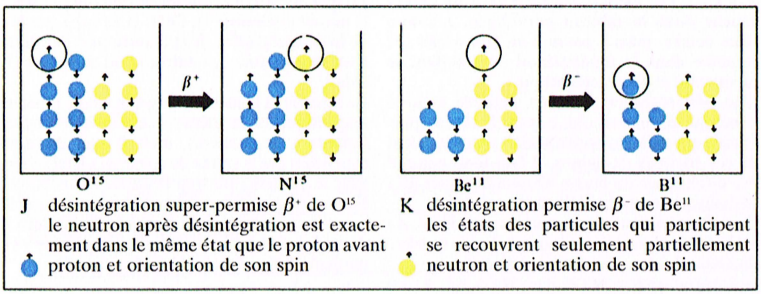
Comme il n'y a pas d'électrons dans le noyau, ceux-ci doivent être créés à partir d'un nucléon lors de la désintégration bêta, ce que traduisent les équations

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \text{ ou}$$
$$p \rightarrow n + e^+ + \nu$$

avec les symboles n = neutron, p = proton, e^- = électron, e^+ = positron, ν = neutrino, $\bar{\nu}$ = antineutrino.
La désintégration β libère une énergie E_0. D'après Fermi, le nombre d'électrons qui ont l'énergie E et la quantité de mouvement p est proportionnel au nombre des états quantiques correspondants $[p^2 \cdot (E_0 - E)^2]$.



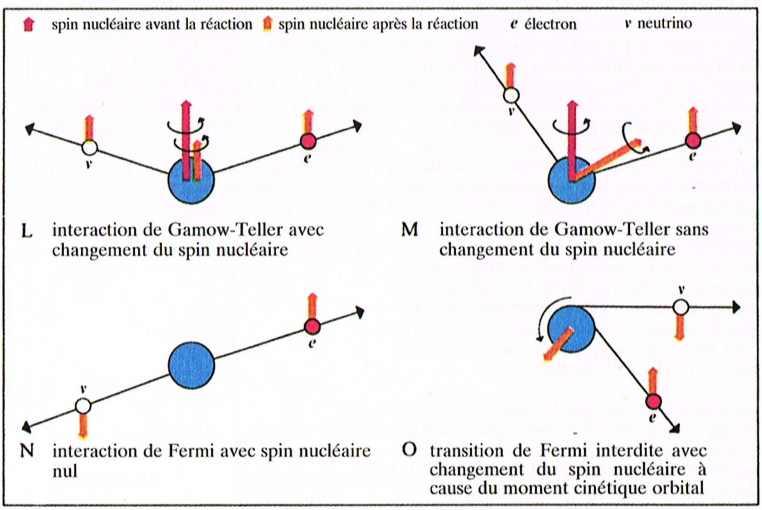
Distribution en fréquence de la fonction $f\tau$



J désintégration super-permise β^+ de O^{15} le neutron après désintégration est exactement dans le même état que le proton avant
proton et orientation de son spin

K désintégration permise β^- de Be^{11} les états des particules qui participent se recouvrent seulement partiellement
neutron et orientation de son spin

Désintégrations bêta permise et super-permise



L interaction de Gamow-Teller avec changement du spin nucléaire

M interaction de Gamow-Teller sans changement du spin nucléaire

N interaction de Fermi avec spin nucléaire nul

O transition de Fermi interdite avec changement du spin nucléaire à cause du moment cinétique orbital

Interactions de Fermi et de Gamow-Teller

Le facteur de proportionnalité est égal, à une constante près, au produit d'une fonction, dite fonction de Fermi $F(E, Z)$, qui se calcule à partir de l'énergie des électrons et de la charge du noyau, par le carré d'un élément de la matrice de transition M, qui dépend de la loi d'interaction entre le nucléon transformé et le champ électron-neutrino. La formule est :

$$N(p) = \frac{1}{\tau_0} M^2 F(E, Z) \cdot p^2 (E_0 - E)^2$$

La constante de proportionnalité $\frac{1}{\tau_0}$ est la même pour toutes les désintégrations β; elle contient la constante d'interaction universelle entre les nucléons d'une part et les neutrinos et les électrons d'autre part. Cette interaction est inférieure d'un facteur 10^{14} à celle des forces nucléaires et s'appelle pour cette raison l'interaction faible. τ_0 a les dimensions d'un temps.

Diagramme de Kurie (p. 80)
Si l'on porte la grandeur

$$\sqrt{\frac{N(p)}{p^2 \cdot F(E, Z)}} = \frac{M^2}{\tau_0} (E_0 - E)$$

en fonction de l'énergie pour toutes les particules β d'une préparation qui font l'objet d'une mesure, on obtient une droite qui coupe l'axe des abscisses en $E = E_0$. Cette représentation, le diagramme de Kurie, permet de déterminer avec précision l'énergie maximum E_0 à partir des mesures. Si le spectre est composé de plusieurs transitions sur le niveau fondamental et des niveaux excités, ce diagramme permet de séparer les différentes composantes.
Il est possible de déterminer la masse du neutrino à l'aide du diagramme de Kurie. La théorie de Fermi part du principe que cette masse est nulle. Si elle ne l'est pas, on n'obtient pas une droite dans le diagramme, mais une courbe inclinée vers le bas. La précision expérimentale est trop faible pour observer ces détails : on sait seulement que la masse du neutrino vaut moins de 1/3 000 de celle de l'électron.

Fonction de Konopinski et produit $f\tau$
$N(p)$ est le nombre de particules β émises par un noyau par seconde avec l'impulsion p. En intégrant $N(p)$ sur toutes les valeurs de p, on obtient la constante de désintégration $\lambda' = \frac{1}{\tau}$. τ est le temps moyen qui s'écoule jusqu'à l'émission d'un électron. La théorie de Fermi permet d'écrire l'équation

$$\lambda' = \frac{M^2}{\tau_0} f(Z, E_0)$$

où $f(Z, E_0)$ est appelée la fonction de Konopinski : ses valeurs ont été calculées et tabulées. Si E_0 est assez grand, on peut utiliser la formule approchée $f(Z, E_0) = \frac{1}{3} E_0^5$ pour les noyaux légers. Le produit de la durée de vie τ par la fonction de Konopinski,

$$f(Z, E_0) \cdot \tau = \frac{\tau_0}{M^2}$$

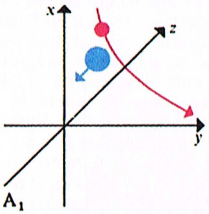
appelé produit $f\tau$, ne dépend que de l'élément de la matrice de transition et peut être déterminé expérimentalement : on peut donc obtenir des renseignements sur l'élément de matrice, c.-à-d. la relation entre l'état initial et l'état final des fonctions d'onde du noyau et de l'ensemble électron-neutrino. On distingue entre les transitions permises ($\log f\tau = 4 - 5$), super-permises ($\log f\tau = 3 - 4$), interdites au 1er ordre ($\log f\tau = 6 - 8$), interdites au 2e ordre ($\log f\tau = 8 - 10$), et interdites à des ordres supérieurs.

Transitions super-permises : les fonctions d'onde de l'état initial et de l'état final se recouvrent tout à fait. Un exemple en est les noyaux miroirs O^{15} et N^{15} : le premier a 8 protons et 7 neutrons, le second 7 protons et 8 neutrons.

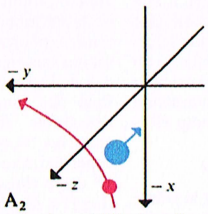
Pour les **transitions permises**, les fonctions d'onde des nucléons ne se recouvrent qu'en partie dans les états initial et final : les éléments de matrice sont divisés par un facteur 10 et la période radioactive en moyenne multipliée par un facteur 100. Les forces nucléaires – donc les fonctions d'onde dans le noyau – étant mal connues, on ne peut pas avoir de certitudes : les calculs sont fondés sur des modèles.

Les **transitions interdites** ont lieu lorsque le recouvrement des fonctions d'onde est minimal. Le passage d'une transition permise à une transition interdite du 1er ordre correspond à une multiplication du produit $f\tau$ par un facteur de l'ordre de 100 ; pour le 2e ordre, 100^2 et ainsi de suite. De plus, l'élément de matrice M dépend de l'énergie des électrons.

Règles de sélection
Dans une transition interdite (O), l'électron et le neutrino ont des moments cinétiques orbitaux non nuls : ils viennent de la périphérie du noyau. Au contraire, si la transition est permise (L, M, N), les moments cinétiques orbitaux de ces particules sont nuls, elles sont donc issues du centre du noyau. Une telle transition correspond à un état singulet (spins de l'électron et du neutrino antiparallèles) ou triplet (spins parallèles) : dans le premier cas, la variation du spin nucléaire, ΔI, est nulle et il s'agit de la règle de Fermi ; dans le second cas, on a $\Delta I = 0$ ou ± 1, et la règle à appliquer est celle de Gamow-Teller.
Si le spin nucléaire est nul avant et après la réaction, on a toujours affaire à une interaction de Fermi.

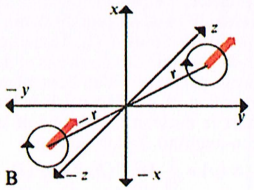


A_1



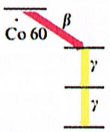
A_2

Représentation d'un processus physique (diffusion électron-proton) lors d'une réflexion dans l'espace. Toutes les vitesses et orientations dans l'espace sont inversées

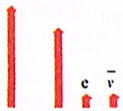


B

Effet de la symétrie sur le vecteur moment cinétique orbital. L'orientation $x \rightarrow y = -x \rightarrow -y$ demeure inchangée

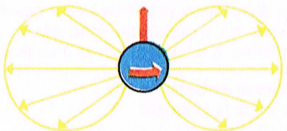


C_1



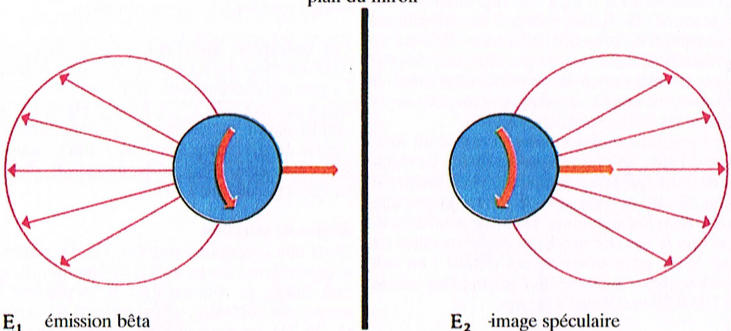
C_2

Désintégration β de Co 60 jusqu'à un état excité de Ni 60, avec l'émission γ consécutive, et spins des particules concernées



D

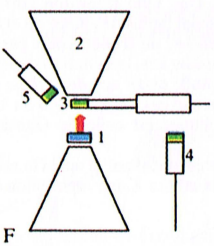
Anisotropie de l'émission γ de Ni 60 excité. Ce processus se reproduit identique à lui-même dans une symétrie spéculaire et ne viole pas la conservation de la parité



E_1 émission bêta

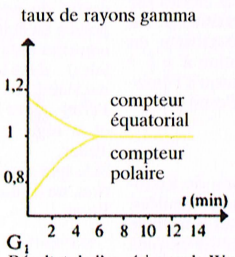
E_2 image spéculaire

Émission bêta de Co 60 et son image dans un miroir. Le processus réfléchi (E_2) n'existe pas

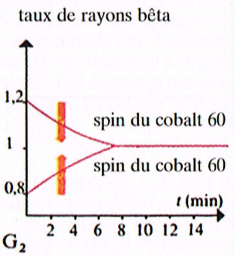


F

Expérience de Wu : montage
1 préparation de cobalt, 2 aimant, 3 compteur β, 4 compteur γ équatorial, 5 compteur γ polaire



G_1



G_2

Résultat de l'expérience de Wu
Avec la diminution de l'anisotropie du rayonnement gamma, l'émission bêta augmente dans la direction du champ magnétique (courbe inférieure G_2) et diminue dans la direction opposée (courbe supérieure G_2)

Parité

Si, dans un système physique comme celui de la diffusion d'un électron par un proton, on remplace toutes les coordonnées x, y, z par leur opposé ($-x$, $-y$, $-z$), autrement dit si on remplace le rayon-vecteur r par $-r$, toutes les grandeurs physiques doivent être conservées dans ce système qui est comme l'image du premier donnée par un miroir. La probabilité de présence étant donnée par le carré de la fonction d'onde, il y a deux possibilités pour celle-ci : $\psi(r) = \psi(-r)$ et $\psi(r) = -\psi(-r)$. Sa valeur absolue ne change pas, mais son signe peut changer. Si le signe reste conservé lors de la réflexion, l'état a une **parité paire**, ou plus simplement est pair ; si le signe change, il a une **parité impaire**, ou est impair.

Les calculs de mécanique quantique montrent qu'un état de moment cinétique orbital *pair* ($l = 0, 2\,\hbar, 4\,\hbar$, etc.) est *pair*, alors qu'un état de moment cinétique orbital *impair* est *impair*. D'après les règles de la mécanique quantique, la parité de l'ensemble du système est conservée lors d'une interaction entre plusieurs particules à la condition suivante : que le hamiltonien (voir p. 19), qui décrit la forme de l'interaction entre les particules, soit le même dans le système x, y, z et dans le système réfléchi $-x$, $-y$, $-z$. La fonction d'onde de l'ensemble du système est alors égale au produit des fonctions d'onde de chacune des particules. Donc, si dans une interaction la parité de l'un des partenaires change, celle de l'ensemble est conservée à condition que celle d'un autre partenaire change aussi. À l'origine, on croyait que toutes les interactions entre les particules étaient indépendantes du système de coordonnées dans lequel elles étaient représentées et que la parité d'un système devait toujours être conservée. YANG et LEE, prix Nobel, ont suggéré en 1957 que cette propriété est valable seulement pour les interactions fortes qui existent à l'échelle nucléaire et pour les interactions électromagnétiques, mais pas pour les interactions faibles : la parité n'est pas conservée dans la radioactivité bêta.

Lors de la réflexion des coordonnées spatiales, tous les vecteurs changent d'orientation, à l'exception des vecteurs axiaux ou des moments cinétiques de rotation, dont la direction et le sens sont ceux d'un tire-bouchon qui tourne vers la droite. Ces vecteurs gardent la même orientation quand on passe de la rotation de x vers y à la rotation (identique à la précédente) de $-x$ vers $-y$. À cette réflexion correspond le passage d'un référentiel droit (x, y, z) à un référentiel gauche ($-x$, $-y$, $-z$). Une interaction enfreint alors la conservation de la parité quand des axes de rotation et des vecteurs (comme par ex. des vitesses ou des directions privilégiées d'émission) se combinent de telle sorte que l'image réfléchie d'un processus physique possible donne un autre processus qui n'existe pas dans la nature (en d'autres termes quand la description d'un processus ou d'une interaction est différente dans un référentiel droit et dans un référentiel gauche).

On décrit ci-dessous la désintégration bêta du cobalt 60 : les électrons ne sont émis que dans la direction opposée au spin, donc la parité est violée. Le processus symétrique, à savoir l'émission en direction du spin, n'a pas lieu.

Expérience de Wu

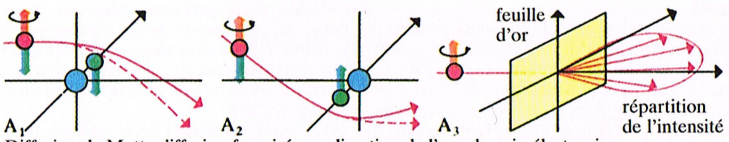
Pour prouver que la parité est violée dans la désintégration bêta, WU et ses collaborateurs utilisèrent le dispositif expérimental suivant :

Des noyaux d'un échantillon de cobalt 60 sont soumis à un champ magnétique très intense qui oriente leurs spins dans le sens des lignes de champ ; ils sont fortement refroidis (à moins de 0,01 K), ce qui limite les dépolarisations dues à l'agitation thermique. En dehors de l'échantillon, dans la direction des spins des noyaux, se trouve un détecteur bêta. On mesure le taux d'orientation des noyaux dans l'échantillon avec deux détecteurs gamma dont l'un est polaire par rapport au spin et l'autre équatorial. Ces détecteurs enregistrent le rayonnement gamma consécutif au rayonnement bêta. Le rayonnement gamma est anisotrope mais pas asymétrique : l'image réfléchie de sa répartition ne se distingue pas de la répartition non réfléchie : cette émission ne viole pas la conservation de la parité.

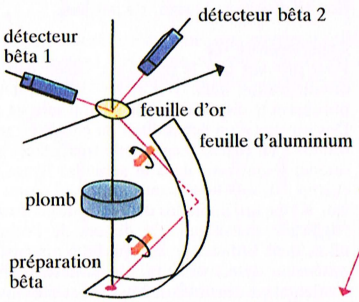
Lors du lent réchauffement de l'échantillon de cobalt 60, le taux d'orientation des noyaux diminue et avec lui, l'anisotropie du rayonnement gamma. On remarque que le pourcentage de bêta augmente ou diminue avec la diminution de l'anisotropie gamma, selon que le spin nucléaire est orienté au début dans la direction du compteur bêta ou dans la direction opposée. À la précision des mesures qui est d'environ 1 %, on trouve que les électrons sont émis seulement dans la direction opposée au spin.

Polarisation des électrons

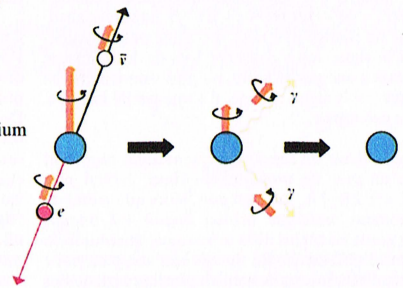
Les électrons émis dans la désintégration bêta moins de Co 60 en Ni60 ont une polarisation longitudinale : leurs spins sont antiparallèles à la direction du mouvement. Dans une désintégration bêta plus, les spins des positrons seraient parallèles à la direction du mouvement : il y a symétrie si on remplace une particule par son antiparticule.



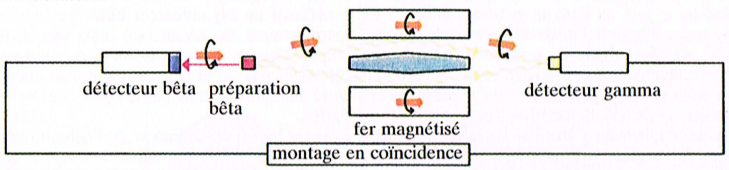
Diffusion de Mott : diffusion favorisée en direction de l'axe du spin électronique
électron noyau spin électronique dipôle magnétique
trajectoire de l'électron trajectoire de l'électron sans interaction magnétique



B Mesure de la polarisation des électrons d'après De Shalit et ses collaborateurs



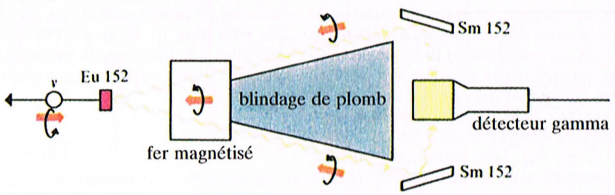
C_1 Corrélation bêta-gamma par le couplage de Gamow-Teller



C_2 Mesure de la corrélation bêta-gamma

D_1 D_2

Orientations possibles du spin et de l'impulsion
dans la capture électronique de Eu 152 et polarisation des photons émis dans la direction opposée à celle des neutrinos



D_3

Expérience de Goldhaber. La magnétisation augmente l'intensité dans le détecteur gamma. Les neutrinos ont une hélicité gauche (D_2)

Diffusion de Mott

Lors de la diffusion d'électrons polarisés transversalement sur des noyaux lourds, apparaissent des forces qui dépendent du couplage entre le spin de l'électron et son moment cinétique orbital, en relation avec le noyau diffusant. Si le spin et le moment cinétique orbital sont parallèles, ces forces créent une répulsion, sinon une attraction. Elles proviennent de ce que le noyau positif auprès duquel passe l'électron agit comme un dipôle magnétique parallèle au moment cinétique orbital, qui provoque une répulsion ou une attraction sur le dipôle magnétique (de sens inverse au spin) engendré par le spin des électrons.

Donc, si des électrons polarisés transversalement sont diffusés sur une couche de noyaux lourds, dans la répartition angulaire des électrons diffusés la direction de l'axe de rotation du spin des électrons est favorisée. Cet effet est utilisé pour prouver la **polarisation longitudinale** à partir de la désintégration bêta ; pour faire les mesures, il faut d'abord transformer la polarisation longitudinale en polarisation transversale.

FRAUENFELDER a réalisé cette transformation en déviant les électrons à l'aide d'un champ électrique : en effet, tant que le champ n'est pas trop intense, il ne modifie pas la direction du spin des électrons, mais inverse celle de la quantité de mouvement.

Dans une autre expérience, réalisée par DE SHALIT et ses collaborateurs, les électrons sont diffusés à angle droit par une feuille d'aluminium ; leur spin ne changeant pas non plus, ils sont alors polarisés transversalement. Les électrons traversent ensuite une feuille d'or à la suite de laquelle on a disposé deux compteurs, un à gauche et un à droite, pour montrer l'asymétrie de la diffusion.

Dans ces expériences, on n'a pas besoin d'orienter les noyaux atomiques, ce qui est très difficile techniquement. On a ainsi montré, pour tous les rayonneurs bêta moins, que les électrons sont déviés de préférence à gauche. Les expériences de WU ne sont possibles qu'avec le cobalt, les autres rayonneurs bêta ne pouvant pas être magnétisés aussi fortement.

Corrélation bêta-gamma

On peut connaître la direction de l'émission par rapport au spin sans orienter les noyaux : on identifie la direction du spin par **polarisation circulaire** du rayonnement gamma consécutif au rayonnement bêta. Si le noyau issu de la désintégration bêta a les spins 1 avant l'émission de photons gamma et 0 après, les photons qui sont émis dans la direction du spin du noyau et la direction opposée sont polarisés circulairement. On mesure, sur du fer magnétisé, les particules bêta et les photons diffusés en coïncidence, c.-à-d. que l'on mesure seulement les événements dans lesquels on a à la fois les deux types de particule. Le nombre de ces événements est plus grand pour une magnétisation du fer telle que les photons gamma dont la diffusion est la plus intense correspondent à des électrons captés par le détecteur bêta.

Hélicité des neutrinos

Pour déterminer le sens de l'hélicité du neutrino émis, on a besoin de la direction de propagation, mais aussi de celle du spin. Dans le couplage de Fermi, la direction du spin du neutrino est opposée à celle de l'électron ; dans le couplage de Gamow-Teller, c'est le contraire.

Comme on ne peut pas prouver directement la présence du neutrino, il faut déterminer sa direction de propagation partir de celle de recul du noyau.

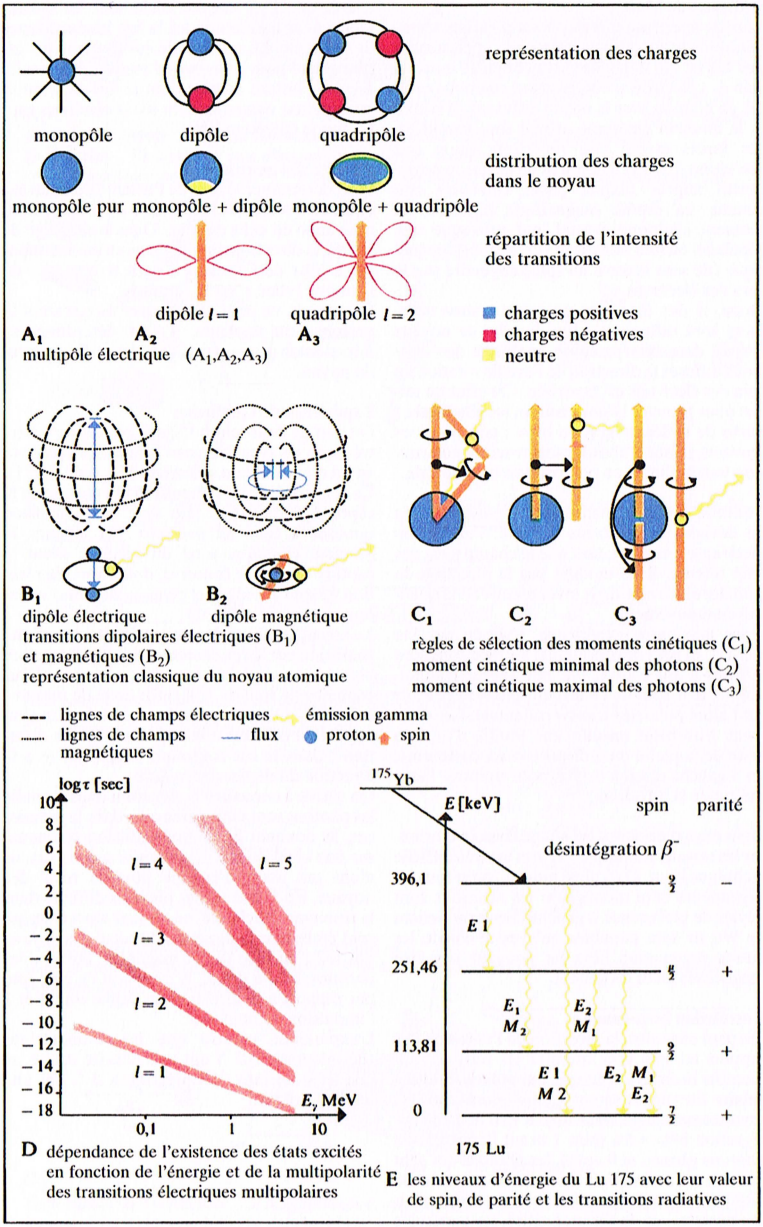
Expérience de Goldhaber

On part de l'europium 152 qui, par capture électronique de type Gamow-Teller, se désintègre en un état excité du samarium 152, noté Sm (1). La conservation de l'impulsion fait que, après la capture, le noyau recule avec une impulsion opposée à celle du neutrino. Par ailleurs, le moment cinétique total du système avant la capture est $\frac{1}{2}$; il se conserve, donc, après la réaction, le spin du noyau et celui du neutrino ν sont opposés.

Le noyau Sm (1) se désexcite très vite : dans une transition sur le fondamental Sm (0), il émet un photon γ auquel il transmet son spin. Pour connaître le spin du ν, il suffit donc de mesurer celui du γ. Or, si le γ est émis dans la direction opposée à celle du ν, son spin a la même direction ; dans le cas contraire, le spin du γ a la direction du déplacement du ν.

On arrive à connaître la direction dans laquelle les photons sont émis parce que, dans le premier cas, ils donnent lieu à une diffusion résonante sur une cible de Sm (0) ; dans le second cas, ils n'ont pas assez d'énergie pour le recul des noyaux. En mesurant les photons diffusés dans la résonance nucléaire, on obtient alors ceux qui sont émis dans la direction du recul des noyaux Sm 152 ; un bloc de fer magnétisé absorbe les photons, ce qui donne la direction de leur spin par rapport à la direction de déplacement et à l'impulsion du neutrino.

L'expérience montre que les antineutrinos (désintégration β^-) ont une hélicité droite, et que les neutrinos (désintégration β^+) ont une hélicité gauche.



Transitions multipolaires

Lors d'une désintégration gamma γ, le noyau ne change ni de masse, ni de numéro atomique. Il libère seulement de l'énergie sous forme d'un photon, c'est-à-dire un quantum de lumière de longueur d'onde très courte. De plus, le noyau doit être auparavant dans un état excité. Cette excitation a pour origine une désintégration alpha α, bêta β, ou encore un choc inélastique avec un autre noyau. Tout comme les électrons périphériques autour du noyau, qui ont des niveaux discrets d'énergie et émettent des raies spectrales bien déterminées dans le domaine du visible, de l'ultraviolet ou des rayons X, les noyaux atomiques possèdent aussi des niveaux d'énergie discrets. Ils émettent des raies spectrales caractéristiques dont les énergies se situent dans le domaine des longueurs d'onde très courtes des rayons X.
Les énergies du rayonnement γ sont le plus souvent de l'ordre du keV (kiloélectronvolt) ou du MeV (mégaélectronvolt).
Jusqu'à présent, les niveaux d'énergie du noyau ne peuvent être déterminés quantitativement par avance, car on ne connaît pas les forces nucléaires avec précision. La mesure des énergies du rayonnement γ des noyaux atomiques permet d'obtenir des renseignements plus précis sur la nature des forces nucléaires.

Niveaux d'énergie nucléaire
Le niveau d'énergie d'un noyau est caractérisé par l'énergie propre, le spin, la parité et sa durée de vie. Les durées de vie des noyaux excités sont de l'ordre de 10^{-13} s à quelques années. Si l'état excité d'un noyau a une durée de vie de plus d'une seconde, on qualifie cet état d'**état isomérique.**

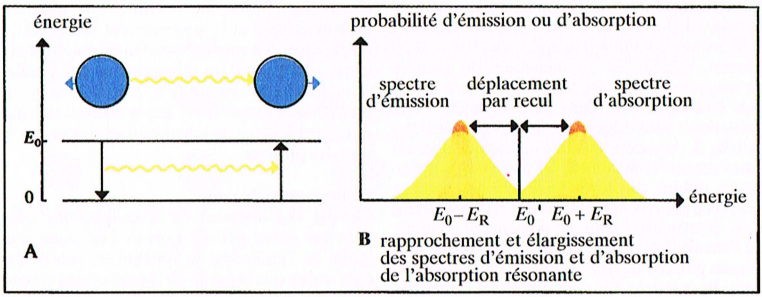
Multipolarité des transitions radiatives
D'après la théorie de l'électromagnétisme de MAXWELL, tout rayonnement électromagnétique résulte d'une transition radiative dipolaire, quadripolaire, octopolaire ou encore multipolaire. En mécanique quantique, elle se traduit par une modification totale du moment cinétique du nucléon, lors de l'émission γ.
À la répartition, en mécanique classique, de l'intensité du rayonnement dans différentes directions correspond, en mécanique quantique, la probabilité de l'émission d'un photon dans ces directions.
L'émission d'un rayonnement électromagnétique en mécanique classique correspond à des transitions radiatives 2^l polaires, l étant le moment cinétique. Les transitions $\gamma(0 \rightarrow 0)$ sont interdites par l'émission γ. Dans la physique classique, ceci correspond au fait que dans le rayonnement électromagnétique, les directions du vecteur champ magnétique et du vecteur champ électrique sont perpendiculaires à la direction de propagation.

Transition multipolaire électrique et magnétique
Pour chaque changement du moment magnétique, on distingue deux sortes de rayonnement électromagnétique, le rayonnement multipolaire électrique et le rayonnement multipolaire magnétique. Le rayonnement multipolaire électrique correspond au transport ou aux oscillations des charges électriques, et le rayonnement multipolaire magnétique aux variations de courant représentées dans le noyau atomique par le spin des protons.

Changements de parité
Chaque rayonnement électromagnétique possède une parité définie. Lors de l'émission γ, la parité de l'ensemble du système est conservée, c'est-à-dire que la parité du rayonnement et celle du noyau changent ensemble. Si le rayonnement acquiert une parité négative (par ex. le dipôle électrique : si l'on inverse les signes de toutes les coordonnées de lieu, les signes de toutes les grandeurs physiques changent), la parité du noyau change également lors de l'émission γ.
Le changement de parité des noyaux est $\Delta\Pi = (-1)^l$ pour une transition 2^l polaire électrique et $\Delta\Pi = (-1)^{l+1}$ pour une transition 2^l polaire magnétique. On caractérise une transition particulière notée E1 pour l'électrique ($l = 1$), M1 pour la magnétique ($l = 1$), etc.

Règles de sélection de l'émission γ que doit remplir le moment cinétique
Lors de l'émission γ, le photon entraîne un changement du vecteur moment cinétique, c'est-à-dire que le spin du noyau avant, le spin du noyau après et le moment cinétique forment les côtés d'un triangle fermé dans lequel deux des côtés sont de même grandeur que le troisième lorsqu'ils sont parallèles. D'après l'inégalité triangulaire, la somme de deux côtés d'un triangle est toujours supérieure ou égale au troisième. On a ainsi la condition suivante pour les moments cinétiques du photon :
$I_1 - I_2 \leq I \leq I_1 + I_2$, avec I_1 et I_2, moments cinétiques avant et après l'émission.

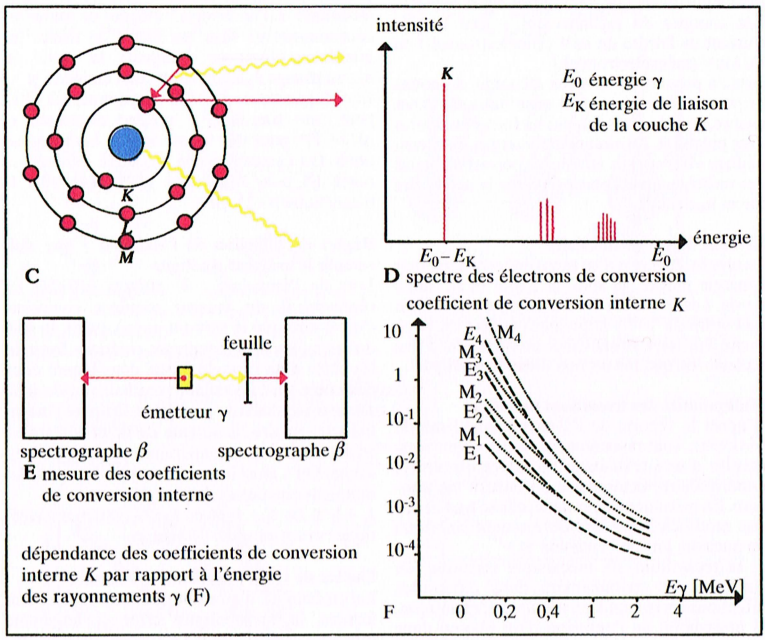
Durées de vie et probabilité d'émission
La probabilité d'émission diminue rapidement lorsque la multipolarité croît et augmente lorsque l'énergie croît. Le rayonnement multipolaire électrique est plus vraisemblable que le rayonnement multipolaire magnétique pour une disposition multipôle identique. C'est ainsi que, par ex, un rayonnement quadripolaire électrique et un rayonnement dipolaire magnétique sont émis avec des intensités comparables, lors d'une transition sans changement de parité. Lors d'une transition avec changement de parité, le rayonnement électrique dipolaire est de loin favorisé par rapport au rayonnement magnétique quadripolaire. La durée de vie d'un état excité est déterminée par les transitions les plus favorables à des niveaux de plus basses énergies.



A

B rapprochement et élargissement des spectres d'émission et d'absorption de l'absorption résonante

Absorption résonante



C

D spectre des électrons de conversion

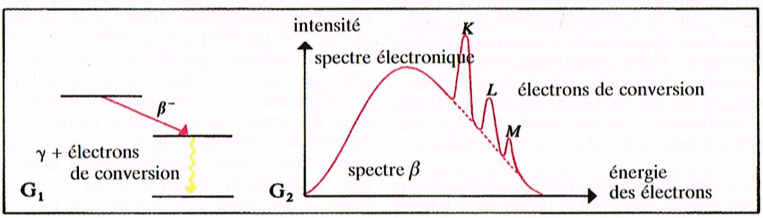
coefficient de conversion interne K

E mesure des coefficients de conversion interne

dépendance des coefficients de conversion interne K par rapport à l'énergie des rayonnements γ (F)

F

Conversion interne et rayonnements γ



G_1 G_2

Mesure des coefficients de conversion interne après désintégration β

Élaboration d'un schéma de niveaux énergétiques
À partir des mesures des énergies des photons, on obtient les énergies des différents niveaux. Si la différence énergétique de deux rayonnements γ différents est égale à l'énergie mesurée d'un troisième rayonnement γ, cette énergie correspond à une transition entre deux états excités. On peut déterminer la disposition multipôle et à partir de là, le moment cinétique et la parité des états excités.

Absorption résonante
L'absorption résonante du noyau est un phénomène d'absorption des rayonnements gamma dont l'énergie correspond exactement à l'énergie de l'état excité du noyau. Elle apparaît lorsque le rayonnement, émis par le noyau, est de nouveau absorbé par un rayonnement de même nature. La probabilité d'absorption pour cette absorption résonante est très élevée, mais limitée à un intervalle de niveau d'énergie très étroit.

Normalement, l'absorption résonante n'est pas observable avec l'intensité attendue, pour deux raisons :

1. Le rayonnement γ est émis avec une énergie un peu plus petite que l'énergie d'excitation car le noyau restant absorbe une énergie de recul. L'impulsion du photon et celle du noyau après l'émission doivent être dirigées l'une vers l'autre et être d'intensité égale. De par la masse élevée du noyau, l'énergie de recul est très faible.
2. La raie γ est élargie par effet Doppler, par suite du transfert de chaleur des noyaux émis et absorbés. Un photon émis vers l'avant, dans le sens du mouvement occasionnel du noyau, possède un peu plus d'énergie qu'un photon émis dans le sens opposé. Les spectres d'émission et d'absorption sont de ce fait élargis et rapprochés l'un de l'autre, si bien qu'ils se chevauchent sur leurs extrémités. Cela explique pourquoi l'absorption résonante observée est relativement plus faible.

L'absorption résonante est observée dans l'effet Mössbauer (voir p. 160 et suivante).

Conversion interne
Un noyau excité peut apparaître lorsque l'énergie est directement transmise à un électron du cortège électronique qui est alors éjecté de l'atome. Ce processus rentre en concurrence avec la désintégration γ et est soumis aux mêmes règles que celles des moments cinétiques et de la parité. Cependant, pour la conversion interne, les transitions entre deux états de moment cinétique nul $0 \rightarrow 0$ sont permises.

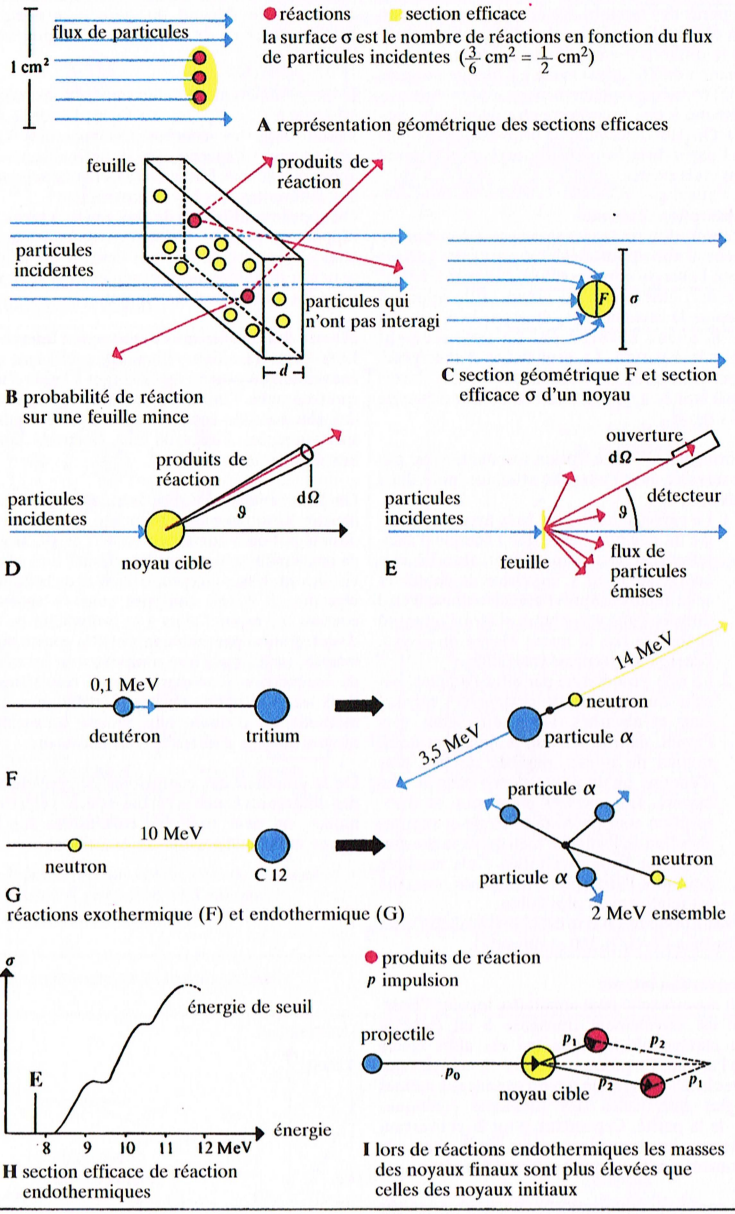
La conversion interne s'effectue le plus souvent avec des électrons K (conversion K), et plus rarement avec des électrons de l'enveloppe externe. Elle dépend du numéro atomique de l'émetteur et de la couche d'où provient l'électron.

L'énergie cinétique des électrons de conversion est égale à $E_e = E_\gamma - E_B$, où E_B est l'énergie de liaison dans les couches électroniques. On obtient alors un spectre dans lequel les électrons apparaissent sous forme de raies correspondant aux différentes couches électroniques.
On appelle **coefficients de conversion interne** le rapport du nombre d'électrons de conversion émis au nombre de photons émis. Il est faible pour des désintégrations γ rapides et plus élevé pour des désintégrations γ lentes.

Mesure des coefficients de conversion interne
Lors d'une transition γ simple, le coefficient de conversion est obtenu en mesurant à l'aide d'un spectrographe l'intensité des raies du spectre des électrons de conversion et dans un autre spectrographe, l'intensité des électrons émis lors du rayonnement γ.

On peut obtenir une plus grande précision de mesure lorsqu'une désintégration β précède la désintégration γ correspondante. Les électrons de conversion se superposent en raies tout à fait visibles au-dessus du spectre continu de la désintégration β. L'aire comprise sous ce spectre continu correspond alors à la probabilité de la désintégration par émission γ et à la conversion interne, tandis que l'aire comprise sous les raies de conversion correspond aux conversions dans les différentes couches électroniques. La méthode est d'autant plus précise qu'aucune mesure absolue d'intensité n'est nécessaire.

De la grandeur des coefficients de conversion des différentes couches et sous-couches électroniques, on peut tirer des conclusions sur la nature et la multipolarité des transitions.



Section efficace

Réactions nucléaires

Tout comme deux atomes peuvent réagir dans une réaction chimique, deux noyaux atomiques peuvent aussi réagir ensemble et former un ou plusieurs nouveaux noyaux. Généralement, l'un des noyaux (noyau cible) est maintenu au repos dans un matériau solide, tandis que l'autre est lancé sur lui sous forme d'un faisceau d'ions. On écrit une réaction nucléaire sous la forme $A\ (b, c)\ D$, où A est le noyau cible, b la particule envoyée, D le noyau restant et c la particule émise.

Exemple : $C^{12}(n, n')\ 3\alpha$.

Section efficace

La probabilité pour qu'une réaction ait lieu est donnée par la moyenne du nombre de réactions. La **section efficace** est égale au nombre de réactions qui ont lieu par seconde et par noyau cible, divisé par le flux de particules projectiles (par cm^2 et par seconde). D'après cette définition, la section efficace est une surface. Si l'on se représente les ions comme des entités ne pouvant pas se dilater, tomberaient sur un disque de la taille de la section efficace autant d'ions qu'ont lieu en réalité de réactions nucléaires sur un noyau.

Si une cible mince dont l'épaisseur d est si petite que les sections efficaces ne se recouvrent pas et contient un nombre n de particules par cm^3, toutes les sections efficaces s'additionnent. Le nombre total des réactions nucléaires est alors $N = N_0 \times \sigma \times d \times n$, N_0 étant le nombre de particules projectiles et σ, la section efficace des noyaux de la cible. On peut donc mesurer la section efficace quand on bombarde une feuille de densité et d'épaisseur connues, en mesurant le nombre de produits de réaction. Pour une cible épaisse, dans laquelle les sections efficaces se recouvrent, le nombre de réactions est :

$N = N_0(1 - e^{-nd})$

La section efficace d'un noyau ne doit pas être comprise comme une mesure de la probabilité d'une interaction et n'a rien à voir avec la véritable dimension du noyau. Elle dépend de la nature des particules projectiles et de leur énergie. Elle peut être 100 000 fois plus grande que la section géométrique du noyau.

Aspect ondulatoire

Si l'on considère les particules projectiles comme une onde d'amplitude I_0, la section efficace est définie comme :

$$\sigma = \frac{I}{I_0} \times \frac{1}{nd}$$

I étant l'amplitude de l'onde après le passage à travers une cible mince d'épaisseur d et n le nombre de particules par cm^3.

Section efficace partielle ou totale

Si plusieurs réactions différentes peuvent avoir lieu sur un noyau, on peut déterminer pour chaque réaction la section efficace partielle qui est définie comme le nombre de collisions par nombre de particules projectiles et par nombre de noyaux cibles. La somme de toutes ces sections efficaces partielles est égale à la section efficace totale.

Section efficace différentielle

La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ détermine la répartition des angles d'émission de particules émises par le noyau cible après une réaction.

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est la probabilité pour qu'une particule ou une onde soit émise dans l'angle solide $d\Omega$ et dans la direction $d\sigma$. La section efficace totale d'une réaction est égale à :

Exemple : $\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\Omega$.

On utilise le barn, de symbole b ($1\ b = 10^{-24}\ cm^2$) comme unité de section efficace. La section efficace géométrique d'un noyau est de l'ordre de 1 barn, tandis que la section efficace pour la capture radiative de neutrons s'élève à 10^5 barn pour certains éléments.

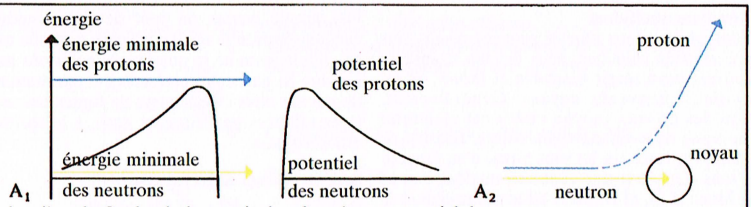
Énergie et différence de masse

La différence de masse des noyaux observée avant et après la réaction correspond à une énergie E. D'après la relation d'EINSTEIN $E = mc^2$, la masse est équivalente à une énergie libérée ou utilisée lors d'une réaction. Les réactions durant lesquelles de l'énergie est libérée, c'est-à-dire lorsque les masses des noyaux initiaux sont plus élevées que celles des noyaux finaux, sont appelées réactions **exothermiques**. Les réactions durant lesquelles de l'énergie est utilisée, sont appelées réactions **endothermiques**. Durant les réactions exothermiques, l'énergie excédentaire est transformée en énergie cinétique ou permet l'excitation d'un produit de la réaction qui se désexcite finalement par émission d'un rayonnement γ.

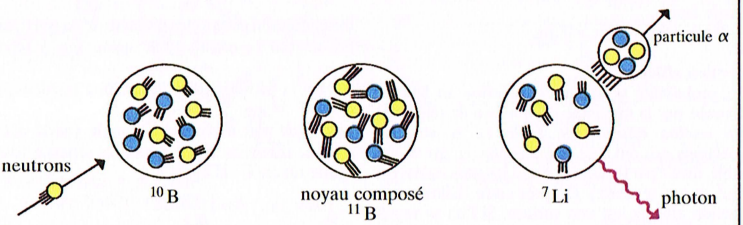
Énergie de seuil

Lors de réactions nucléaires endothermiques, la particule incidente possède une énergie cinétique qu'elle doit transmettre à la particule cible. L'énergie de seuil est l'énergie minimale de la particule incidente pour laquelle la réaction peut se réaliser. Elle doit être supérieure à l'énergie E correspondant à la différence des masses, car l'impulsion des particules avant et après la réaction doit être conservée.

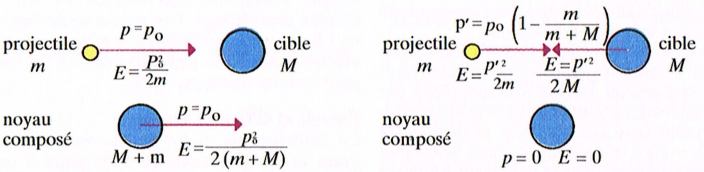
La section efficace d'une réaction endothermique est égale à 0 pour des énergies moins élevées que l'énergie de seuil.



barrière de Coulomb des particules chargées et potentiel des neutrons

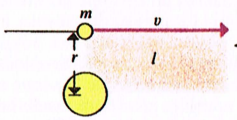


B réaction nucléaire sur un noyau composé

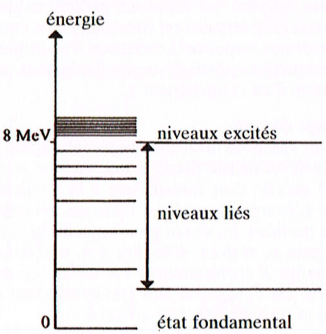


C1 référentiel terrestre **C2** référentiel du centre de masse

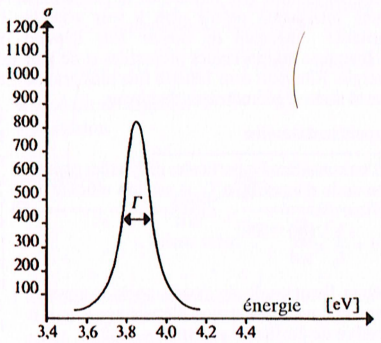
énergie cinétique E avant et après la formation des noyaux composés dans le référentiel terrestre et du centre de masse



D moment angulaire orbital



E schéma énergétique d'un noyau composé



F mesure de la section efficace de l'indium en interaction avec des neutrons lents (résonance à 3,85 eV)

Barrière coulombienne
Si, comme tous les noyaux atomiques, les particules sont chargées électriquement, la particule incidente doit posséder une certaine énergie minimale pour vaincre, lors de réactions nucléaires exothermiques, l'interaction électrostatique qui s'exerce entre les noyaux. Cette force de répulsion est représentée comme une barrière de potentiel. Comme la répulsion croît avec le produit des charges de la particule incidente et de la particule cible, on utilise de préférence des noyaux de numéro atomique peu élevé comme particules projectiles. Par exemple, des deutons (Z = 1), des noyaux d'hélium (particules α, Z = 2) ou des neutrons (Z = 0). Les neutrons n'ont pas de barrière de Coulomb et pour cette raison, peuvent réagir avec des énergies très faibles.

Modèle du noyau composé
Dans la plupart des réactions nucléaires, un noyau intermédiaire se crée à partir du noyau cible et de la particule incidente. Sa durée de vie est plus longue d'un facteur 10^5 que la durée nécessaire à la particule incidente pour traverser le noyau cible. Le processus de désintégration du noyau intermédiaire ne dépend pas de la manière dont il s'est formé, c'est-à-dire qu'il « oublie » comment il a été formé. Son énergie a pour origine la différence de masse excédentaire du noyau cible et de la particule incidente par rapport au noyau intermédiaire, et l'énergie cinétique des noyaux dans le référentiel du centre de masse.

Un noyau intermédiaire peut normalement être formé et se désintégrer de différentes façons.

Les neutrons sont particulièrement appropriés comme particules projectiles dans la formation d'un noyau intermédiaire. Les neutrons d'énergie plus faibles (< 1 eV) peuvent aussi créer des noyaux intermédiaires à cause de leur énergie de liaison élevée (8 MeV). À vrai dire, il ne se crée que des noyaux intermédiaires pour lesquels le spin du noyau est différent de celui du noyau intermédiaire et de celui du noyau cible dans son état fondamental d'une valeur $\frac{\hbar}{2}$.

Des différences plus élevées de moment cinétique ne sont possibles que pour des particules projectiles d'énergie plus élevée. Le moment cinétique est alors supérieur à $\hbar$.

Niveaux liés et excités
On appelle niveaux liés d'un noyau, ceux dont l'énergie ne suffit pas à émettre un ou plusieurs nucléons. Le noyau se désagrège par désintégration γ. Les niveaux excités d'un noyau intermédiaire sont ceux dont l'énergie suffit pour émettre au moins un nucléon, même si les règles de sélection l'interdisent.

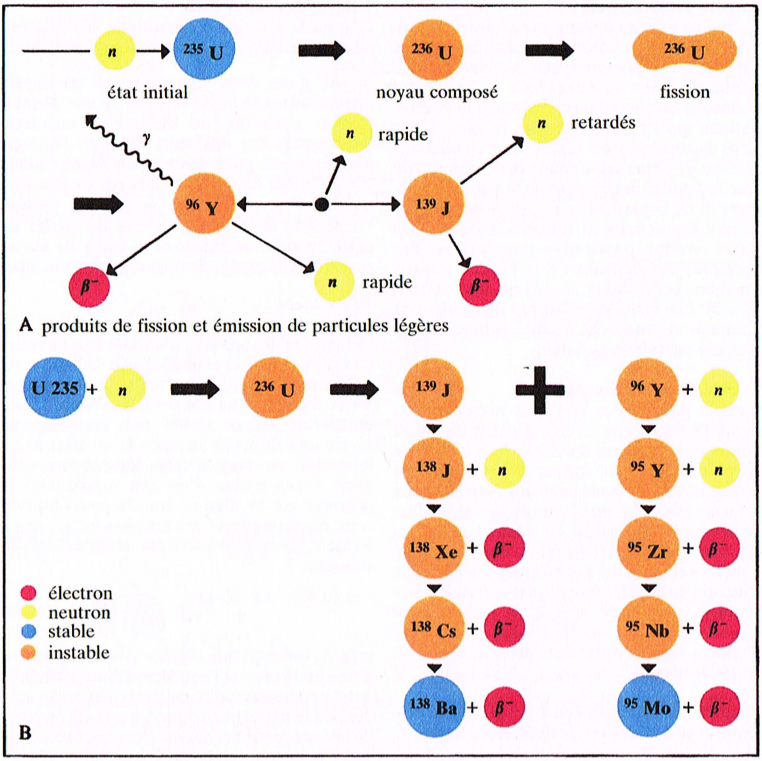
Largeur des états excités
D'après le principe d'incertitude, une imprécision sur l'énergie $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ correspond à une durée de vie τ des états métastables. Γ est appelé largeur naturelle de l'état excité. Si une désintégration s'effectue de différentes manières, les largeurs des différents niveaux d'énergie s'additionnent pour donner une largeur totale $\Gamma = \sum_{\kappa} \Gamma_{\kappa}$. Les largeurs des niveaux excités sont d'environ 1 eV. Elles augmentent lorsque l'impulsion croît car le nombre de modes de désintégration augmente et la durée de vie de ces différents modes de désintégration diminue.

Résonances
Si l'énergie de la réaction, correspondant à la somme de l'énergie cinétique dans le référentiel du centre de masse et de l'énergie de liaison, est suffisamment élevée pour qu'un état excité se forme dans le noyau composé, la section efficace atteint une valeur élevée pour cette énergie E_0 (énergie de masse au repos de cet état). Dans le modèle en couche, cette résonance correspond à l'excitation d'un état métastable du potentiel moyen d'un noyau. On peut observer cette résonance pour des énergies inférieures à 50 MeV. Breit et Wigner ont déduit la formule suivante :

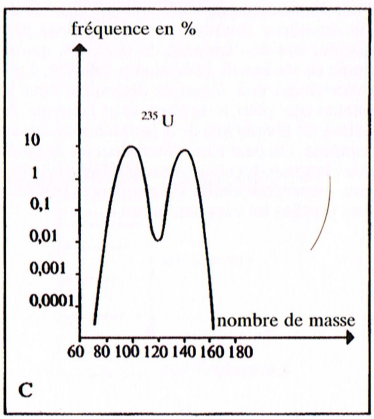
$$\sigma(a, b) = \pi\lambda^2 (2l+1) \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}$$

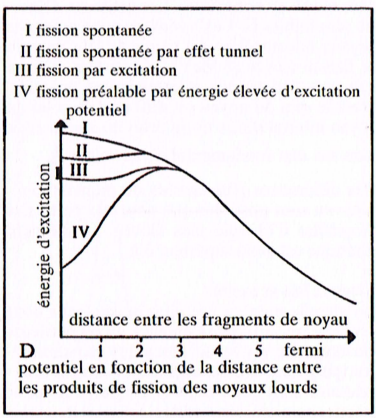
$\sigma(a, b)$ est la section efficace pour l'absorption d'une particule a et l'émission d'une particule b. λ est la longueur d'onde de la particule incidente, l le moment cinétique, Γ_a, Γ_b les largeurs de niveaux pour l'émission d'une particule a ou b et Γ la largeur totale du niveau.

Capture de neutrons
Pour des neutrons de faible énergie, la durée de vie du noyau composé est relativement plus grande, lors de l'émission de neutrons, que la durée de vie lors de l'émission γ. En effet, il y a relativement plus d'énergie disponible pour le photon que pour le neutron dont l'énergie de liaison est libérée lors de la formation du noyau composé. On peut alors déterminer les densités et les largeurs des niveaux excités. En particulier pour les noyaux lourds, les résonances trouvées sont proches les unes des autres.



Exemple de fission de ^{235}U





Fréquence des produits de fission par fission thermique en fonction du nombre de masse

Lors de la **fission nucléaire**, le noyau est désintégré en plusieurs gros fragments, au lieu d'émettre seulement des nucléons ou des particules α, comme dans les autres réactions nucléaires.

Il y a **fission nucléaire spontanée** lorsque le noyau se désintègre sans absorption préalable d'une particule. Elle n'est possible que pour des noyaux extrêmement lourds, car dans ce cas l'énergie de liaison par nucléon est plus petite que pour les noyaux moyennement lourds qui se créent. La fission est alors un processus exothermique.

La **fission nucléaire** a lieu lorsqu'un noyau lourd capture une autre particule, le plus souvent un neutron, et que le noyau composé formé se désintègre. Le neutron capturé peut n'avoir qu'une faible énergie car l'énergie de liaison qu'il a acquise suffit pour entamer le processus de désintégration. La désintégration de l'**uranium 235 par absorption de neutrons** est la réaction de ce type la plus connue :

$$^{235}\mathrm{U} + n \rightarrow {}^{236}\mathrm{U} \rightarrow X + Y$$

X et Y sont deux noyaux de poids moyennement lourds, généralement radioactifs.

Comme le rapport du nombre de neutrons sur le nombre de protons est plus élevé pour des noyaux lourds que pour des noyaux légers, des neutrons, appelés **neutrons rapides**, sont libérés aussitôt lors de la fission.

En très peu de temps, d'autres neutrons peuvent être libérés de ces produits de fission.

Après l'émission d'autres neutrons, les produits de fission continuent à se désintégrer soit par désintégration bêta β, avec des périodes radioactives différentes, soit par l'émission d'autres neutrons après les désintégrations β préalables. Les derniers neutrons émis après les désintégrations β seulement, avec des périodes radioactives mesurables, sont appelés **neutrons différés**. Ils jouent un rôle très important lors du réglage des réacteurs nucléaires. La quantité de neutrons retardés par rapport au nombre total des neutrons émis lors de la fission est d'environ 2,5%.

Répartition des masses des produits de fission

Lors de la fission du noyau, deux produits de fission de masses différentes apparaissent : l'un avec un nombre de masse d'environ 95 à 100 et un deuxième avec une masse d'environ 35 à 40. La répartition symétrique des masses des produits de fission, pour laquelle les deux produits de fission ont un nombre de masse d'environ 118 (fission de l'^{235}U), est relativement rare. Seul 0,1% des fissions est symétrique tandis qu'un pourcentage de 6,6% des fissions de l'^{235}U forme des produits de fission primaires de nombre de masse égale à 139 et à 96.

Une fission entre trois fragments (fission tertiaire) est très rare. Elle n'apparaît que 5 fois pour un million de fissions. Les réactions de fission techniquement utilisées sont la fission de l'uranium 235 et du plutonium 239 par des neutrons lents (thermiques) et la fission de l'uranium 238 par des neutrons rapides. Le nombre de neutrons libérés s'élève en moyenne à :

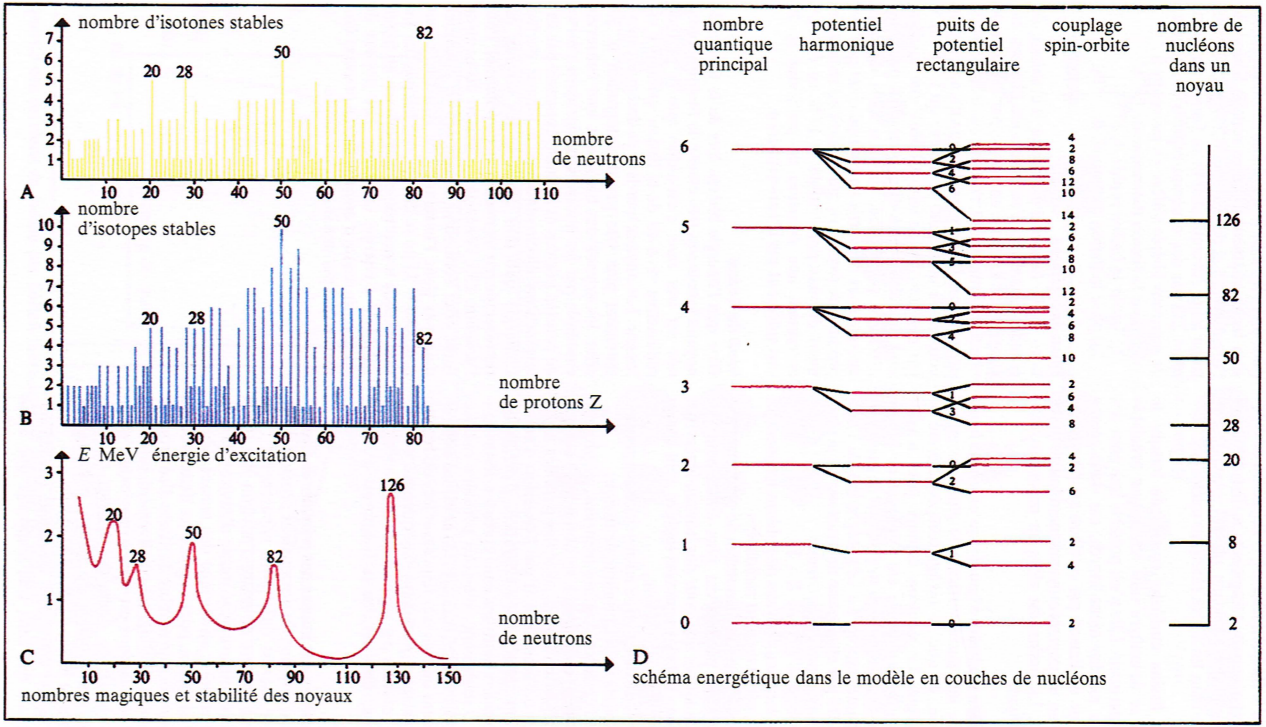
2,5 pour la fission thermique de l'^{235}U
2,55 pour la fission rapide de l'^{238}U
3,0 pour la fission thermique du ^{239}Pu

Bilan énergétique

Lors de la fission d'un noyau d'uranium, de grandes quantités d'énergie sont libérées car l'énergie de liaison d'un noyau, par exemple de nombre de masse 120, s'élève à environ 8,5 MeV par nucléon. L'énergie de liaison d'un noyau de nombre de masse 240 ne s'élève qu'à 7,6 MeV par nucléon. De ce fait, 0,9 MeV par nucléon sont libérés, c'est-à-dire pour 235 nucléons, 210 MeV par fission. Environ 85% de cette énergie sont convertis en énergie cinétique des produits de fission, ce qui conduit au réchauffement du matériau fissible et 15% en énergie entraînant une émission de particules β, de rayonnement γet d'anti-neutrinos.

Seuil de fission

Bien que l'énergie libérée lors de la fission de noyaux lourds soit très élevée, la fission spontanée est très rare, c'est-à-dire que la période radioactive vis-à-vis de la fission spontanée est longue. Les noyaux lourds se désintègrent spontanément plus vite par désintégration α. En effet, les noyaux des fragments sont conservés ensemble par les interactions nucléaires fortes de courtes portées et ils sont repoussés par des interactions électrostatiques à longue portée. L'énergie que doit apporter les noyaux est représentée par un maximum de potentiel. Pour l'uranium 235, l'énergie de liaison du neutron suffit pour surmonter la barrière de potentiel, mais pas pour l'uranium 238. Aussi le noyau composé ^{239}U ne se décompose-t-il pas par fission lorsque le neutron ne possède pas au moins 1,2 MeV d'énergie cinétique. Les noyaux de nombre de masse d'environ 200 ne peuvent être divisés que par une impulsion élevée.



Nombre de noyaux ayant un même nombre de neutrons — Nombre de noyaux ayant un même nombre de protons — Énergie d'excitation

Modèles nucléaires

Les modèles de noyaux servent à étudier les propriétés et la structure des noyaux atomiques. Même si l'on connaissait parfaitement les forces nucléaires, l'étude mathématique exacte d'un noyau ne serait pas possible lorsqu'il comporte plus de deux particules (tout comme le mouvement de trois corps célestes ne peut être théoriquement calculé que par approximation).

Aucun modèle nucléaire ne peut décrire simultanément avec précision tous les résultats des mesures observés. Chaque modèle est limité dans sa validité à un domaine d'utilisation (par exemple, à l'étude des réactions de basses énergies ou encore à la description des énergies de liaison).

On peut répartir les modèles en deux classes :

1. Les modèles pour les interactions faibles entre des nucléons qui se déplacent indépendamment les uns des autres dans un champ de potentiel commun.
2. Les modèles pour les interactions fortes où le mouvement des nucléons est fortement lié aux mouvements des autres nucléons.

Dans tous les modèles de noyau, le mouvement des nucléons est considéré comme non relatif, c'est-à-dire que leur vitesse est inférieure au 1/10 de celle de la lumière.

On utilise la mécanique quantique pour déterminer le mouvement des nucléons, dans le cadre du premier principe d'incertitude : $\Delta x \Delta p \cong \hbar$.

Modèles en couches de nucléons

Le modèle en couches fut élaboré par analogie avec la structure des couches électroniques d'un atome. Ce modèle s'applique aux interactions faibles. On suppose alors que les nucléons se disposent en couches qui contiennent $2(2l + 1)$ nucléons, l étant un nombre entier. Il existe en outre des différences importantes entre les couches de nucléons et les couches électroniques dans l'atome :

1. L'énergie de liaison est à peu près aussi élevée pour les différentes couches.
2. Il n'existe pas de centre commun de forces, mais un puits de potentiel d'une profondeur proportionnelle à la densité de matière nucléaire.
3. Il existe une relation forte entre le spin et le moment cinétique des différents nucléons.

Nombres magiques

Les noyaux dont le nombre de protons Z ou le nombre de neutrons N est l'un des nombres magiques 2, 8, 20, 28, 50, 82 ou 126 ont une énergie de liaison particulièrement élevée, et sont ainsi particulièrement stables. Pour ceux-ci, on admet qu'une couche soit remplie complètement, tout comme les couches électroniques des gaz rares. La fréquence des isotopes de noyaux possédant des nombres magiques de neutrons dépasse de loin celle des isotopes de n'importe quel autre élément. De même, le nombre des isotopes d'un élément possédant un nombre magique de protons est toujours plus grand que celui des éléments voisins. On retrouve les propriétés observées dans le tableau de la classification périodique des éléments. On peut presque supposer que le remplissage des couches de nucléons est similaire à celui des couches électroniques.

Potentiel

Un potentiel décrit l'interaction s'exerçant entre un nucléon et les autres nucléons.

Afin d'étudier les potentiels, on utilise principalement deux formes de potentiel :

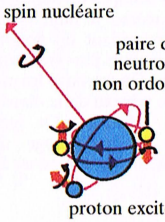
1. Le puits de potentiel rectangulaire :
   $V = -V_0$ pour $r \leq a$
   $V = 0$ pour $r > a$
2. Le potentiel harmonique :
   $V = V_0 r^2$

Les états énergétiques sont caractérisés par le **nombre quantique principal** n, le **nombre quantique orbital** l, avec pour condition $l \leq n$ et par le **nombre quantique magnétique** m avec pour condition $|m| \leq |l|$ (m peut être négatif). L'énergie dépend principalement du nombre quantique principal et indique comme pour l'atome que si n est petit, alors la liaison est solide. Chaque état peut être occupé par deux protons et deux neutrons, chaque fois avec un spin opposé. D'après ce modèle, les occupations des différentes couches par les nucléons sont vérifiées uniquement pour les nombres magiques les plus bas (une couche est caractérisée par le nombre quantique principal n).

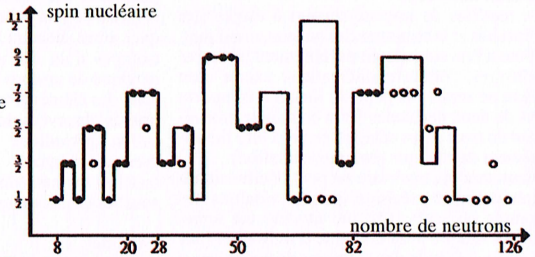
L'ensemble des nombres magiques observés peut s'expliquer à l'aide de l'hypothèse supplémentaire qu'une force attractive a pour effet de placer une particule au nombre quantique orbital le plus élevé sur la couche la plus proche et la plus basse. Le moment cinétique total est caractérisé par la somme des vecteurs $\vec{l} + \vec{s}$. De ce fait, il ne peut prendre que les valeurs suivantes :

$l \pm \frac{1}{2}$, (1/2, 3/2, 5/2, ...)

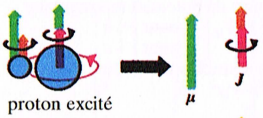
Les couches les plus basses sont remplies selon le nombre quantique principal, les couches supérieures selon le nombre quantique principal puis selon le nombre quantique orbital jusqu'à ce qu'il atteigne sa valeur la plus élevée.



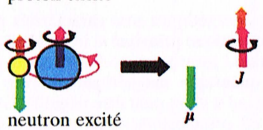
A modèle en couches



B valeurs de spins nucléaires théoriques et expérimentaux de noyaux de nombre de masse impair
• concordance ◦ différence — modèle en couches



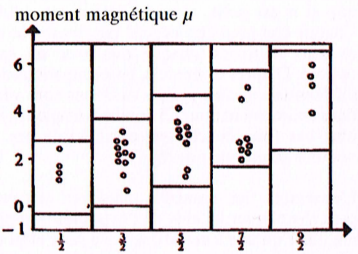
C$_1$ proton excité



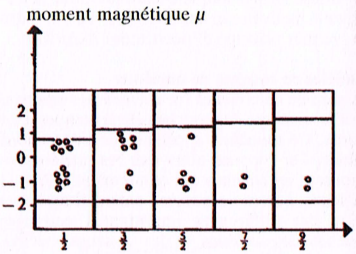
C$_2$ neutron excité

	proton non apparié	neutron non apparié
$J = l + \frac{1}{2}$	$\mu = J + 2{,}29$	$\mu = -1{,}91$
$J = l - \frac{1}{2}$	$\mu = 1 - 2{,}29 \frac{J}{J+1}$	$\mu = 1{,}91 \cdot \frac{J}{J+1}$

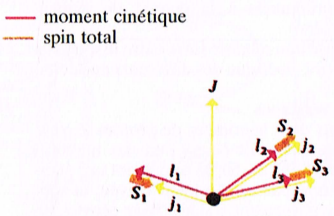
D moment magnétique μ dans le modèle en couches à une particule



E$_1$ noyaux impair-pair [proton excité] diagramme de Schmidt-Schüler (E$_1$, E$_2$)
◦ valeurs expérimentales — valeurs dans le modèle en couches à une particule



E$_2$ noyaux pair-impair [neutron excité]



F$_1$ couplage L-S
précessions des spins et des moments cinétiques

F$_2$ couplage j-j
spins et moments cinétiques de nucléons isolés

Modèles en couches à une particule
Dans le modèle en couches, on admet que les neutrons et les protons sont à chaque fois répartis par paires et disposés de sorte que leurs moments cinétiques orbitaux s'annulent. D'après ce modèle en couches, on peut calculer le spin et le moment magnétique des noyaux à l'état fondamental. Parmi tous les noyaux stables, on trouve 24 exceptions pour lesquelles les pronostics sur le spin nucléaire ne sont pas confirmés, surtout pour les noyaux de masse élevée.

Le **moment magnétique** μ des noyaux est calculable grâce à leur moment cinétique dans le modèle des couches de nucléons pour les protons et les neutrons qui ne sont pas appariés. Les diagrammes Schüler-Schmidt représentent le moment magnétique μ en fonction du moment cinétique. On trouve expérimentalement que les véritables valeurs des moments magnétiques ne se trouvent pas sur les lignes des graphes de Schüler-Schmidt, mais entre elles. Cela signifie que le modèle des couches à un nucléon n'est pas suffisant pour décrire les moments magnétiques. Il constitue le modèle le plus approprié pour les noyaux qui ont exactement un nucléon de plus qu'un nombre magique.

En dehors du spin et des moments magnétiques nucléaires à l'état fondamental, on peut aussi calculer les grandeurs suivantes, d'après le modèle de couches à un nucléon : la valeur f_τ (voir p. 80 et suivantes) lors de la désintégration β à la condition que le nucléon qui se désintègre soit un nucléon émetteur de photons; les moments quadripôle-noyau en supposant que le noyau interne soit sous forme sphérique et n'ait pas pour cette raison de moments quadripôle, et la probabilité de passage multipôle dans le cas d'une émission de rayonnement γ. On trouve pour ces valeurs une concordance assez médiocre avec les valeurs mesurées. Il faut en conclure que ce modèle de couches à un nucléon est trop grossier pour décrire en particulier des états dynamiques.

Modèles en couches à particules multiples
Dans les niveaux d'énergie qui ne sont pas complètement occupés, tous les nucléons sont en interaction. De l'interaction des nucléons au niveau des couches non remplies naît l'alternative :

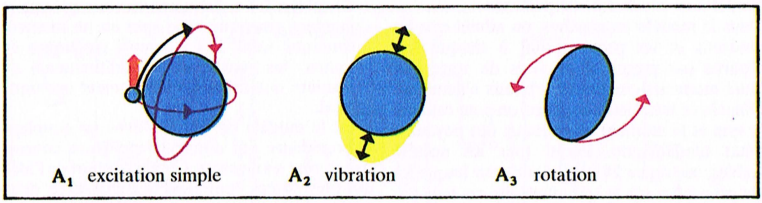
1. **Couplage L-S** : tous les moments cinétiques se combinent en un moment cinétique quantifié auquel s'ajoute de nouveau de manière quantifiée le spin total formé par tous les spins. Cela peut se produire si les forces entre deux nucléons dépendent uniquement de leur écart respectif.
2. **Couplage J-J** : chaque particule regroupe le moment cinétique et le spin en un moment cinétique total. Les moments cinétiques de toutes les particules s'additionnent de manière quantifiée en un moment cinétique total.

C'est le modèle en couches avec un couplage intermédiaire qui donne la meilleure concordance avec les mesures. Ce modèle part de l'idée que des forces centrales agissent entre deux nucléons.

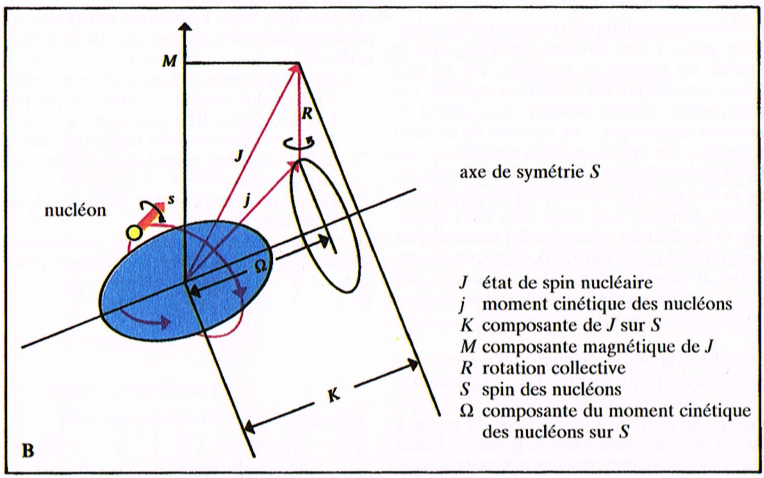
Portées des forces nucléaires
On peut faire deux hypothèses différentes sur les portées des forces nucléaires entre deux électrons :

1. Forces à courtes distances où le potentiel d'interaction peut être représenté par une fonction égale à 0 lorsque deux nucléons se trouvent à des endroits différents dans le noyau, et infinie quand ils se trouvent au même endroit.
2. Forces de grande portée qui agissent sur l'ensemble du noyau.

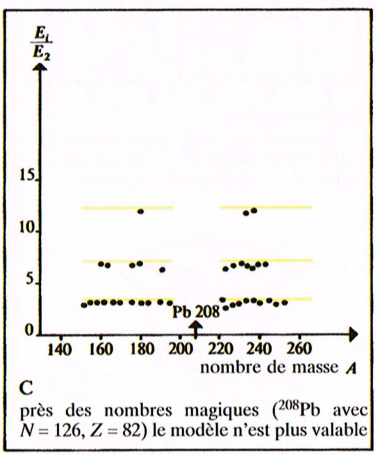
Le modèle en couches avec une combinaison des deux possibilités donne les meilleurs résultats.

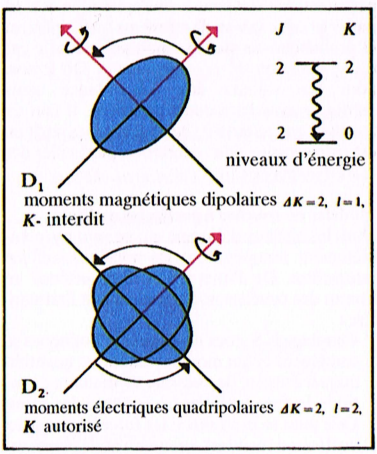


Excitations des noyaux



Moment cinétique dans le modèle nucléaire collectif





Rapport des niveaux d'énergie d'après le modèle collectif

Le **modèle collectif** est une extension du modèle en couches. On y tient compte du fait que le noyau interne peut s'écarter très nettement d'une forme sphérique et que c'est le potentiel qui détermine le mouvement des nucléons excités. Pour cette raison, il existe, en dehors des états excités des nucléons, d'autres possibilités comme des vibrations et des rotations du noyau interne. Ces états sont à peu près équivalents aux états excités de molécules dus aux vibrations et à la rotation des centres de gravité de la molécule, tandis que les excitations des nucléons sont équivalentes aux excitations des électrons observables dans le spectre de la molécule.

À la différence des spectres de molécule, les différences d'énergie des transitions rotationnelles, vibrationnelles d'un seul nucléon excité sont cependant toutes du même ordre de grandeur pour les noyaux atomiques. Quelques transitions au niveau des couches remplies, c'est-à-dire possédant un nombre magique de protons et de neutrons, déterminent les spectres du noyau. Les vibrations collectives prédominent quand plusieurs nucléons se situent en dehors d'une couche remplie. Les spectres liés aux transitions rotationnelles prédominent pour de tels noyaux dont le nombre de nucléons est éloigné d'un nombre magique.

Pour les **spectres rotationnels**, le niveau d'énergie supplémentaire est de l'ordre de $\frac{10}{3}$ du niveau d'énergie initial. Ces spectres s'expliquent en émettant l'hypothèse que le noyau est en forme de goutte déformée, tournant autour de son axe de symétrie.
Dans l'hypothèse d'un noyau dit déformé dont l'allure est celle d'un ellipsoïde allongé, le moment cinétique j d'un seul nucléon excité n'est plus conservé, mais il y a seulement conservation de sa projection Ω sur l'axe de symétrie. L'ensemble des états de spins nucléaires J est composé vectoriellement de la somme des moments cinétiques j des nucléons excités et de la rotation r de l'ensemble du noyau en goutte liquide. J est exactement comme sa projection R sur l'axe de symétrie et sa composante magnétique M, une grandeur conservative et définie clairement pour un état déterminé en mécanique quantique.

Niveaux d'énergie
En mécanique quantique, l'énergie d'excitation d'un noyau en rotation de moment d'inertie I par rapport à un axe perpendiculaire à son axe de symétrie est donnée par la formule :

$$E = \frac{\hbar^2}{2I} \times J\,(J+1)$$

J est un état de spin caractérisant le moment cinétique total. À partir des résultats expérimentaux obtenus sur les niveaux d'énergie nucléaires, on constate qu'il n'y a pas de concordance si l'on considère le noyau en rotation comme une goutte rigide. En revanche, on obtient une bonne concordance si on considère le noyau comme une goutte liquide incompressible de forme ellipsoïdale. Dans cette hypothèse, le moment d'inertie vaut :

$$I = \frac{2}{5} A M_n (\Delta R)^2$$

Avec A, le nombre de masse, M_n la masse d'un nucléon et ΔR la différence entre le demi-grand axe et de demi-petit axe de l'ellipse. À cause de la symétrie axiale les noyaux pair-pair ne peuvent avoir des états énergétiques de parité opposée, c'est-à-dire qu'il ne peut exister d'états de nombres quantiques J opposés. De ce fait, les niveaux d'énergie sont :

$$E_2 = \frac{3\,\hbar^2}{I},\ E_4 = \frac{10}{3} E_2, E_6 = 7\,E_2$$

Ces niveaux d'énergie correspondent à des états excités mesurés dans les spectres γ.

Moments quadripolaires
On peut déterminer les moments électriques quadripolaires à partir des intensités des différentes raies γ d'un noyau excité. En effet, la probabilité de désintégration γ avec un rayonnement quadripôle dépend de ces moments (voir p. 88 et suivantes). Le moment quadripolaire moyen mesuré est toujours plus petit que le moment quadripolaire intrinsèque que l'on mesurerait si le vecteur moment cinétique était toujours dans la direction de l'axe de symétrie. À partir des valeurs mesurées, on calcule, dans l'hypothèse de ce modèle collectif, un rapport grand-axe sur petit-axe du noyau de 1,3 : 1.

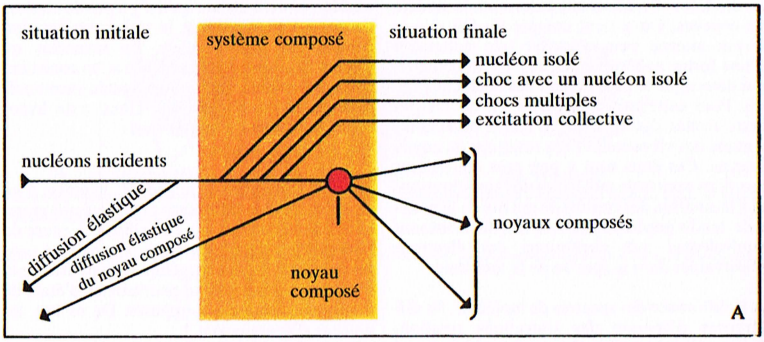
Règle de sélection de la composante K de J
Dans les spectres γ des noyaux excités, on observe que, pour une transition déterminée, un rayonnement électrique quadripôle et un moment magnétique dipôle apparaissent avec des intensités respectives de même grandeur, alors que le rayonnement dipôle devrait être favorisé. D'après le modèle collectif, on a pour J (voir p. 89) :

$$|J_2 - J_1| \leq I \leq J_2 + J_1$$

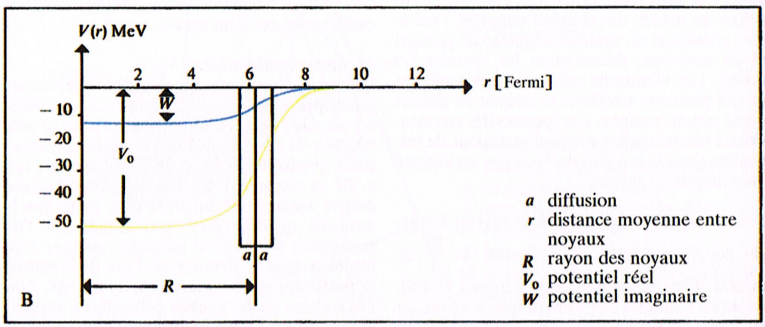
et pour la composante R de J :

$$\Delta R = |R_2 - R_1| \leq I$$

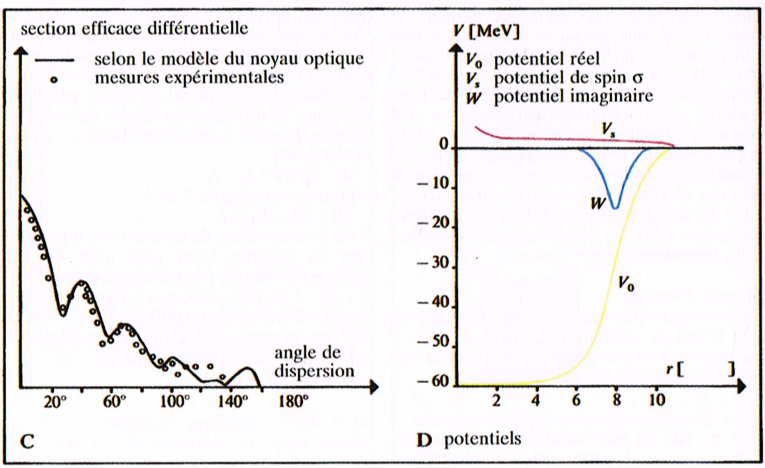
R est la composante du moment cinétique J sur l'axe de symétrie. Cette règle n'est pas très rigide car il existe des transitions pour lesquelles $V = \Delta R - 1$ est plus grand que 0. Pourtant la probabilité de transition est plus faible d'un facteur 100^V par rapport aux transitions possibles vérifiant la règle de sélection pour R.



Interaction de nucléons avec un noyau



Potentiel de Woods-Saxon



Interactions entre des neutrons de 14 MeV et du bismuth

Le modèle du **noyau optique** permet d'expliquer et de calculer théoriquement les sections efficaces pour les réactions nucléaires. C'est une synthèse entre le modèle en couches, d'après lequel un nucléon entrant dans un noyau se déplace indépendamment des différents nucléons et ainsi n'échange pas d'énergie avec eux, et le modèle de noyau composé dans lequel tout nucléon entrant dans un noyau échange aussitôt son énergie avec tous les nucléons présents et perd ainsi son identité.

D'après le modèle en couches, un nucléon qui se présente ne pourrait pas être absorbé et le potentiel aurait une action identique sur les fonctions d'onde ψ à celle d'un indice de réfraction en optique. Au contraire, dans le modèle du noyau composé, cet indice de réfraction est imaginaire.

Pour le modèle du noyau optique, on admet que le noyau possède un potentiel complexe, analogue à l'indice de réfraction d'un matériau transparent en optique. Le cas d'une capture et d'une formation d'un noyau composé qui se désintègre indépendamment de sa formation peut être caractérisé par un potentiel qui s'écrit alors :

$$V(r) = -(V_0 + iW)$$

Il est négatif car les interactions sont attractives. La partie réelle V_0 et la partie imaginaire W (absorption) dépendent de leur position dans le noyau. On essaie de calculer les grandeurs V_0 et W, à partir des données expérimentales lors de la dispersion et l'absorption, ainsi que leur dépendance à leur localisation.
Pour la dépendance à leur position, on utilise l'approximation de Woods et Saxon :

$$V(r) = \frac{V_0 + iW}{1 + e^{(r-R)/a}}$$

V_0 et W sont maintenant constants, R est le rayon du noyau et a un paramètre donnant la largeur de la zone de diffusion du noyau. W est environ égal à $\frac{1}{4}V_0$. Pour prendre en compte l'interaction dépendante du spin, on élargit, d'après Thomas, l'approximation du potentiel de Woods et Saxon à un potentiel complexe supplémentaire de la forme :

$$(V_s + iW_s)(\vec{s} \cdot \vec{l})$$

où $\vec{l}$ est le moment cinétique et $\vec{s}$ le spin intrinsèque du nucléon étudié. Avec les six paramètres V_0, W, V_s, W_s, R et a, on peut analyser précisément de manière satisfaisante presque toutes les données expérimentales sur la distribution des angles de diffusions élastiques et inélastiques et les réactions nucléaires.

Incertitude
On ne peut pas déterminer clairement les deux paramètres V_0 et R à partir des répartitions des angles mesurés. Si l'on augmente l'un des paramètres et que l'on diminue l'autre de telle sorte que le produit V_0R^2 reste constant, la situation des minima et des maxima de la répartition des angles dans le système du centre de masse est à peine modifiée. La grandeur des différents paramètres ne peut donc pas être déduite des mesures, mais seul le produit de la surface moyenne par la profondeur du puits de potentiel peut l'être.

Il existe une autre incertitude du fait que les valeurs mesurées de manière expérimentale ne sont pas les mêmes que celles calculées à partir du modèle du noyau optique.

La section efficace d'une interaction élastique mesurée est composée de deux parties dans le modèle du noyau optique : la section efficace liée à la dispersion (patie réelle du potentiel) et la section efficace liée à la désintégration du noyau composé.

Particules chargées
Lors du calcul des sections efficaces pour les particules chargées, s'ajoute encore le potentiel électrostatique $e\varphi(r)$ à la partie réelle du potentiel dans le modèle du noyau optique. Ce potentiel électrostatique est en accord avec les résultats quand on admet une répartition de charge régulière dans le noyau.

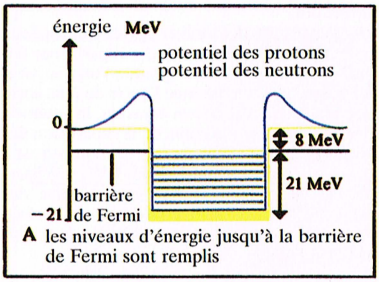
Grandeur des paramètres
La partie **réelle du potentiel** dans le modèle du noyau optique est de même grandeur que dans le modèle en couches.

La partie **imaginaire du potentiel** croît en fonction de l'énergie et n'est significativement différente de 0 qu'à la surface du noyau.

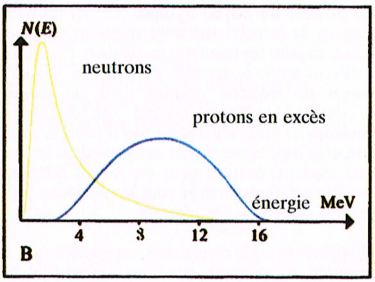
Le **rayon** a une grandeur d'environ 1,3 Fermi fois $A^{\frac{1}{3}}$.

L'**épaisseur** de la surface de diffusion est d'environ 0,5 Fermi.

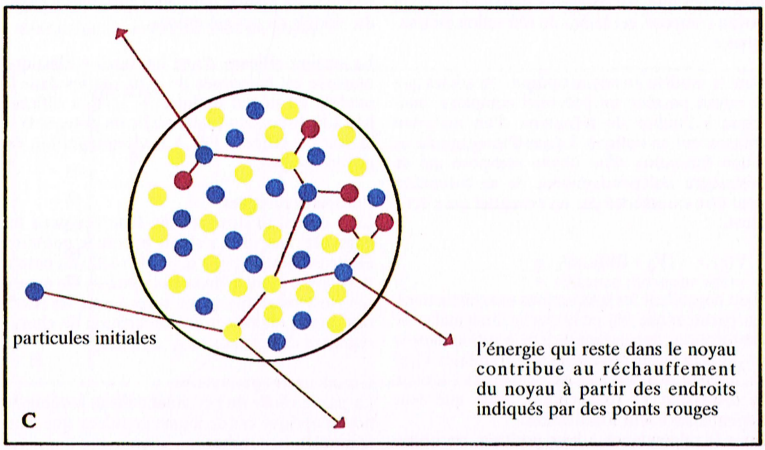
Le **potentiel imaginaire dépendant du spin** est très petit ou égal à 0.



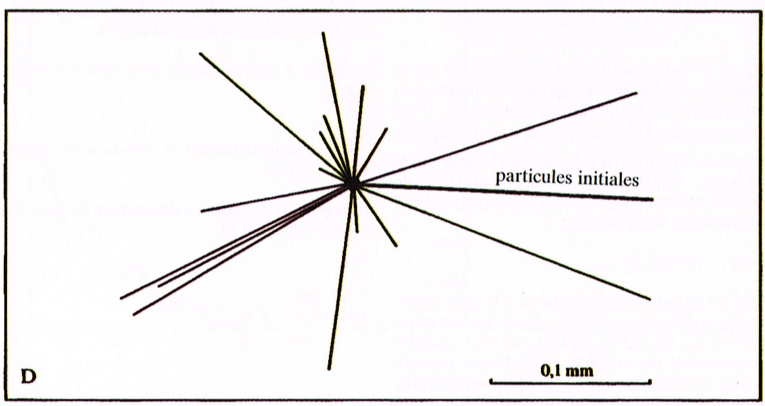
Énergie d'interaction des gaz de protons et de neutrons à une température proche de zéro



Spectres énergétiques de protons et de neutrons évaporés



Excitation de noyaux par des particules hautement énergétiques et émission directe de nucléons



Interaction de nucléons évaporés sur un noyau observée sur émulsion photographique

Pour des énergies élevées de transitions nucléaires, les états énergétiques possibles sont si nombreux qu'une analyse détaillée n'est pas possible. Ainsi, on ne peut faire que des constatations statistiques comme en thermodynamique où il n'est pas non plus possible de suivre le mouvement de chaque molécule.
Les résultats des analyses statistiques ne peuvent conduire à des résultats acceptables qu'avec un nombre suffisamment grand de particules. Le modèle statistique du gaz n'est valable que pour des noyaux lourds avec $A > 50$ pour des énergies de transition élevées.

Comme en thermodynamique, on utilise les notions de température et d'entropie.
L'**entropie** S est, tout comme en thermodynamique, égale au logarithme du nombre d'états possibles dans un domaine d'énergie déterminé : $S = k \ln n$.
La **température** T du noyau est définie de manière analogue à celle de la température d'un gaz par la relation :

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial E}$$

Elle est donnée le plus souvent en MeV, étant donné que 1 MeV correspond à $1{,}16 \times 10^{10}$ Kelvin.

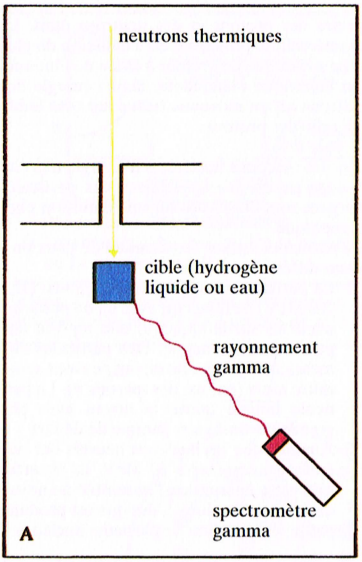
Les neutrons comme les protons suivent indépendamment la loi statistique de Fermi d'après laquelle deux particules ne peuvent pas posséder le même état. L'énergie totale des particules doit donc avoir une énergie minimum dans laquelle tous les états de plus basses énergies sont occupés. On l'appelle **énergie au repos.**
Si le noyau ne possède que son énergie au repos, la température est égale à 0. La capacité thermique du noyau est calculée de la même manière que la capacité thermique des électrons dans des métaux à basse température, c'est-à-dire pour des transitions énergétiques de quelques MeV. Elle est proportionnelle à la température selon un coefficient de proportionnalité peu différent pour le neutron et le proton. D'après cette estimation, on peut calculer la dépendance de la température et de l'entropie, vis-à-vis des transitions énergétiques. Les résultats concordent à peu près, mais l'on ne peut s'attendre à une grande précision.

Évaporation des nucléons
On atteint de bons résultats avec ce modèle, lors du calcul de la répartition de l'énergie des nucléons émis à partir de noyaux très excités. On représente alors le noyau excité comme un mélange de gaz de protons et de neutrons chauffé pour lequel la répartition de vitesse est connue d'après la loi statistique de Fermi.
Si on multiplie la répartition de vitesse par la probabilité de franchir la barrière de potentiel à la périphérie du noyau, on obtient alors le spectre des protons et des neutrons émis. La caractéristique principale est l'émission de plus de neutrons que de protons à cause de l'interaction électrique manquante, mais l'énergie des neutrons est en moyenne beaucoup plus faible que celle des protons.

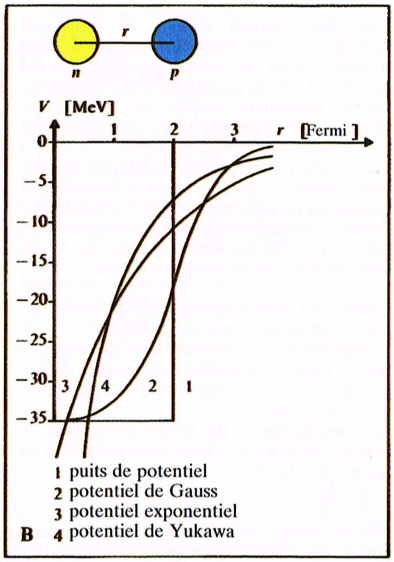
Lors des réactions nucléaires d'énergie très élevée, les traces des trajectoires des particules chargées sont observées sur une émulsion photographique.
Les particules émises proviennent de deux processus différents :

1. La particule énergétiquement élevée ($E >$ 200 MeV) ne réagit qu'avec un ou plusieurs nucléons sur le(s)quel(s) elle reporte une partie de son énergie. Des particules élémentaires éjectées du noyau peuvent apparaître alors (par ex. des mésons π). La particule initiale quitte le noyau avec une grande partie de son énergie de départ.
2. Aussitôt que les nucléons heurtés ont une énergie inférieure à 30 MeV, ils répartissent cette énergie sur l'ensemble du noyau qui s'échauffe alors. L'énergie est produite par la vaporisation de plusieurs nucléons.

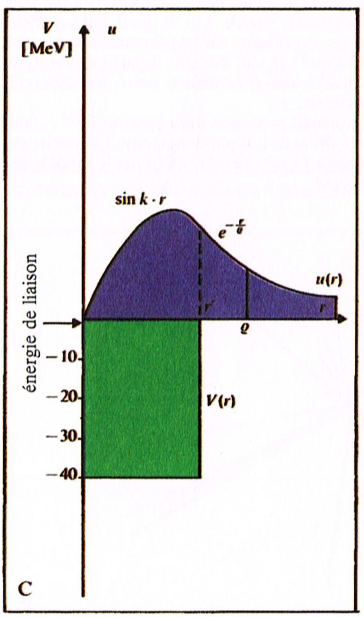
Le premier processus ne dure que 10^{-22} s environ. Cette durée correspond au temps nécessaire à la particule hautement énergétique pour traverser le noyau. On ne peut faire que des études statistiques sur les particules alors créées, ainsi que sur leur énergie, à partir des sections efficaces des interactions entre les différents nucléons.
Le second processus dure environ 10^{-16} s, donc un million de fois plus longtemps. Le spectre des nucléons vaporisés est prédit par le modèle statistique.



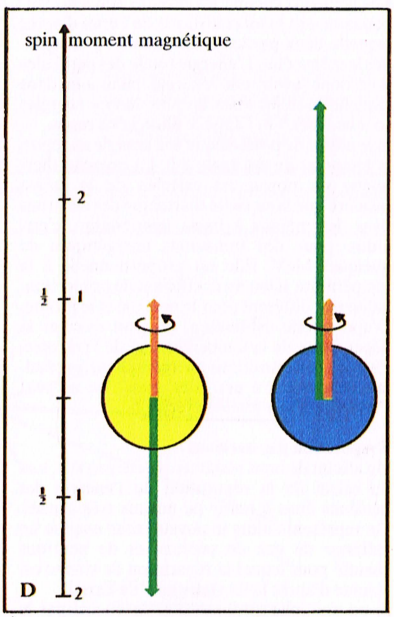
Mesure de l'énergie de liaison des deutérons



Potentiels des deutérons



Fonction d'onde u, énergie de liaison et diamètre ϱ selon le puits de potentiel



État fondamental des deutérons

Deutéron

Le deutéron est un isotope lourd de l'hydrogène dont le nombre de masse est A = 2. Il se compose donc d'un proton et d'un neutron. Il est stable. Dans la nature, le deutérium constitue 0,015% de l'élément hydrogène. Son noyau est appelé deutéron.

Le deutéron joue un rôle très important en physique nucléaire, car c'est le seul noyau stable qui se compose exactement de deux nucléons. Il n'apparaît donc pas de difficulté supplémentaire lors de son traitement théorique. En effet, on ne peut pas traiter de systèmes à trois particules ou plus en interaction entre elles, même si les forces en présence peuvent être définies précisément. En outre, pour le deutéron, seules agissent les forces nucléaires car le neutron n'est pas chargé.

Données expérimentales

L'**énergie de liaison** du deutéron est mesurée très précisément et a pour valeur 2,226 MeV. Son moment magnétique est égal à $\mu_D = 0{,}85741$ unité de magnéton nucléaire. L'énergie de liaison peut être mesurée comme l'énergie de rayonnement γ libérée lors de la capture de neutrons par des protons. De même, on a des mesures de la section efficace pour la capture d'un neutron par l'hydrogène léger, ainsi que pour la diffusion de neutrons sur des protons.

La tâche de la physique nucléaire théorique consiste maintenant à déterminer autant que possible la forme du potentiel entre les nucléons et ainsi la nature de forces nucléaires.

Évaluation du potentiel

La forme du potentiel entre les nucléons n'est pas déterminée par des faits expérimentaux. Les potentiels les plus connus sont les suivants :

Puits de potentiel rectangulaire

$V = -V_0$ pour une distance $r \leq r'$ et

$V = 0$ pour $r > r'$

Potentiel de Gauss $V = V_0 e^{-\frac{r^2}{\rho^2}}$

Potentiel exponentiel

$$V = V_0 e^{-\frac{2r}{\rho}}$$

Potentiel de Yukawa

$$V = -V_0 \frac{e^{-\frac{r}{\rho}}}{\frac{r}{\rho}}$$

Dans tous les cas, la valeur du potentiel V_0 est relativement plus importante que celle de l'énergie de liaison. La fonction d'onde diminue selon la distance, en dehors de la portée des forces nucléaires, selon $e^{-\frac{r}{\rho}}$

On ne peut pas déterminer à la fois la valeur du potentiel et celle de la portée des forces nucléaires. On peut toutefois dans le cas du puits de potentiel rectangulaire déterminer le produit de V_0 et de r^2, mais on sait pas si le potentiel est profond, étroit, plat ou large.

La **probabilité de présence** est également différente de 0, hors de portée des forces nucléaires et s'annule seulement pour des distances relativement grandes. Aussi les nucléons sont-ils pendant une durée importante à une distance plus élevée que la portée des forces nucléaires. Le **diamètre moyen du deutéron** est défini à partir de la fonction d'onde et a pour valeur $\rho = 4{,}31 \times 10^{-13}$ cm.

Comme cette fonction d'onde est inconnue dans l'espace de portée des forces nucléaires, on la remplace par une fonction d'onde connue en dehors de cette portée et on calcule la distance moyenne du neutron et du proton égale à $3{,}24 \times 10^{-13}$ cm.

Moment cinétique et spin

Le moment magnétique du deutéron est proche de la somme des moments magnétiques du proton et du neutron, mais pourtant il n'est pas tout à fait égal à celle-ci. La différence est égale à :

$\mu_p + \mu_n - \mu_D = 0{,}0223$ unité de magnéton nucléaire.

Cela signifie que les spins des neutrons et des protons sont parallèles et que le deutéron est dans l'état S, c'est-à-dire qu'il n'existe pas de moment cinétique des nucléons en accord avec les calculs théoriques que l'on a effectués pour l'état S. On obtient une concordance parfaite avec les mesures du moment magnétique quand on admet que le deutéron se trouve avec 4% de probabilité dans l'état D. L'état P n'est pas possible parce qu'il a une autre parité et que la parité se conserve lors d'une interaction nucléaire. D'après les mesures spectrales de l'atome, on conclut que le deutéron possède le spin de l'atome.

	particules		antiparticules	masse en MeV	charge	spin en $h/2\pi$	durée de vie en s	désintégration
	photon	γ	γ	0	0	1	∞	—
leptons	électron	e^-	e^+	0,510976	$\mp e$	$1/2$	∞	—
	e-neutrino	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	0	$1/2$	∞	—
	muon	μ^-	μ^+	105,66	$\mp e$	$1/2$	$2{,}212 \cdot 10^{-6}$	$e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e + 105$ MeV
	μ-neutrino	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	$1/2$	∞	—
hadrons — mésons		π^-	π^+	139,58	$\mp e$	0	$2{,}55 \cdot 10^{-8}$	$\mu + \bar{\nu} + 33{,}9$ MeV
		π^0	π^0	134,97	0		$2{,}3 \cdot 10^{-16}$	$2\gamma + 135$ MeV
		π^-	π^-	139,58	$\pm e$	0	$2{,}55 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu + 33{,}9$ MeV
		K^+	K^-	493,8	$\pm e$	0	$1{,}224 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu$ ou $\pi^+ + \pi^0$ $\pi^0 + e^+ + \nu$ ou $\pi^0 + \mu^+ + \nu$ ou 3π
		$K^0 \leftrightarrow K_1^0(\Theta^0)$	$\bar{K}^0$	497,7	0	0	$1 \cdot 10^{-10}$	$\pi^+ + \pi^- + 218{,}6$ MeV $2\pi^0 + 227{,}8$ MeV
		$K_2^0(\tau^0)$		497,7	0	0	$6{,}1 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ + \pi^- + \pi^0 + 83{,}6$ MeV $3\pi^0 + 92{,}8$ MeV
		η		548,8	0	0	$\approx 10^{-22}$	$\gamma + \gamma$ 3π ou $\pi + 2\gamma$
	baryons — nucléons	p^+	p^-	938,256	$\pm e$	$1/2$	∞	—
		n	$\bar{n}$	939,550	0	$1/2$	1013	$p + e^- + \nu + 0{,}8$ MeV
	hypérons	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$	1115,44	0	$1/2$	$2{,}36 \cdot 10^{-10}$	$p + \pi^- + 37{,}6$ MeV $n + \pi^0 + 40{,}8$ MeV
		Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1197,2	$\mp e$	$1/2$	$1{,}61 \cdot 10^{-10}$	$n + \pi^- + 117$ MeV
		Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1192,3	0	$1/2$	10^{-18}	$\Lambda^0 + \gamma + 76$ MeV
		Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1189,4	$\pm e$	$1/2$	$0{,}81 \cdot 10^{-10}$	$p + \pi^0 + 116$ MeV $n + \pi^+ + 110$ MeV
		Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	1320,8	$\mp e$	$1/2$?	$1{,}3 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 + \pi^- + 63$ MeV
		Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	1314,3	0	$1/2$?	$1{,}5 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 N \pi^0 + 61$ MeV
		Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	1675	$-e$	$3/2$	10^{-10}	$\Xi + \pi + 220$ MeV

Nature de l'interaction : interaction faible interaction électromagnétique

Tableau des particules élémentaires

Les **particules élémentaires** sont, jusqu'à présent, les entités les plus petites de la matière dont sont composés les noyaux atomiques et les atomes. On croyait jusqu'en 1932 qu'il n'existait que deux particules élémentaires, le proton et l'électron. Depuis, on en a trouvé de nombreuses autres. Actuellement, la physique des particules élémentaires consiste à étudier de manière expérimentale les propriétés et les interactions des différentes particules. Par comparaison, elle en est au même point que la physique atomique avant la découverte de la mécanique quantique.

Particules et antiparticules
Pour chaque particule, il existe une antiparticule qui a la même masse, le même spin, la même durée de vie, mais un signe de charge opposé. Si une particule instable se désintègre en d'autres particules élémentaires, les antiparticules se désintègrent aussi en antiparticules. Le **photon** ou quanta d'énergie est identique à son antiparticule. Si une particule entre en interaction avec son antiparticule, elles s'anéantissent et l'énergie est libérée sous forme de photons ou de mésons. C'est pourquoi il n'existe aucune antiparticule à l'intérieur de la matière au repos. Elles ne sont produites et visibles que pour des durées très courtes, lors d'interactions énergétiques élevées avant d'être captées par la particule correspondante. On caractérise une antiparticule par le symbole de la particule avec un trait horizontal au-dessus (ex. $\bar{\nu}$ pour l'antineutrino).

Particules stables
Quatre des particules élémentaires sont stables. Elles ne peuvent pas se désintégrer spontanément en particules plus légères. Il s'agit :
– du **photon** (quanta d'énergie) ;
– du **neutrino**, une particule avec une masse au repos égale à 0 qui apparaît lors de la désintégration bêta ;
– de l'**électron**, une particule de charge négative qui gravite autour du noyau ;
– du **proton**, qui est l'un des éléments constitutifs du noyau atomique.

Le **neutron**, autre élément constitutif du noyau, n'est pas stable, et se désintègre en un proton, un électron et un antineutrino, après une durée de vie d'environ 17 minutes.
Toutefois, ce processus n'est pas réalisable quand l'énergie de liaison du neutron est si élevée que l'énergie libérée lors de la formation du proton est inférieure à l'énergie nécessaire pour la production de l'électron. C'est pourquoi des noyaux stables peuvent contenir des neutrons.
Les antiparticules des particules stables sont stables, c'est-à-dire qu'elles ne peuvent pas se désintégrer spontanément, sans présence d'une autre particule. Elles peuvent néanmoins être annihilées par interaction avec la particule correspondante comme les particules elles-mêmes avec des antiparticules.

Particules instables
Toutes les autres particules élémentaires se désintègrent avec une durée de vie caractéristique, en particules plus légères tandis que la masse restante m est répartie sous forme d'énergie cinétique $E = mc^2$ sur des particules qui se forment (c célérité de la lumière). Les durées de vie des particules élémentaires connues se situent entre 15 minutes et 10^{-16} seconde (durée de vie et période radioactive voir p. 77). Récemment, on a montré aussi qu'il existe des « particules élémentaires » ayant des périodes radioactives beaucoup plus courtes, dont l'ordre de grandeur est d'environ 10^{-22} seconde. Elles sont appelées « résonances ». On suppose cependant que ces particules ne sont que des états excités d'autres particules.

Les particules élémentaires peuvent être classées grossièrement en trois groupes, selon leur masse : les **leptons**, les **mésons**, et les **baryons**.
Le photon n'appartient à aucun de ces groupes.

Leptons (particules légères)
Parmi les leptons, on trouve les **neutrinos** (abréviation ν) que l'on peut subdiviser en neutrino électronique, noté ν_e associé à un électron, et en neutrino muonique noté ν_μ associé à un muon. La particule la plus lourde parmi les leptons est l'électron (e^- ou β^-) et son antiparticule, le positon (e^+ ou β^+). La troisième particule de ce groupe est le muon (μ), et son antiparticule (μ^+).

Mésons
Les mésons les plus légers sont les **pions** qui peuvent être chargés ou non chargés (particules chargées π^+, antiparticules π^-, pion non chargé π^0 et son antiparticule identique). Les suivants, plus lourds, sont les **kaons** qui peuvent être chargés ou non chargés (particule K^+, antiparticule K^-, particule non chargée K^0 et son antiparticule $\bar{K}^0$.

			masse [MeV]	étrangeté S	isospin T	spin I ($\hbar$)	
baryons			1480			$^1/_2$	+
			1518			$^3/_2$	−
			1688		$^1/_2$	$^5/_2$	+
			2190			$^9/_2$?	+
	états d'excitation des nucléons N^*		2645	0			
			1236			$^3/_2$	+
			1924		$^3/_2$	$^7/_2$	+
			2360			$^{11}/_2$?	+
			2825				
	états d'excitation de Λ Y_0^*		1405			$^1/_2$	−
			1519		0	$^3/_2$	−
			1815			$^5/_2$	+
	états d'excitation de Σ Y_1^*		1383	−1		$^3/_2$	+
			1660		1		
			1762			$^3/_2$	−
			2065			$^5/_2$	?
	états d'excitation de Ξ Ξ^*		1530			$^3/_2$	+
			1816	−2	$^1/_2$		
			1933				
mésons		ω	783			1	−
		X^0	958,6			0	−
	états d'excitation de η	φ	1019,5		0	1	−
		f	1253			2	+
		D	1286				
		E	1420	0			
		f	1500				
		ϱ	765			1	−
	états d'excitation de π	A_1	1072		1	0	−
		B	1220				
		A_2	1324			2	+
		k	725				
	états d'excitation de K	K^*	891	+1	$^1/_2$	1	−
		C	1215			1?	+
		K^*	1405				

Tableau des résonances

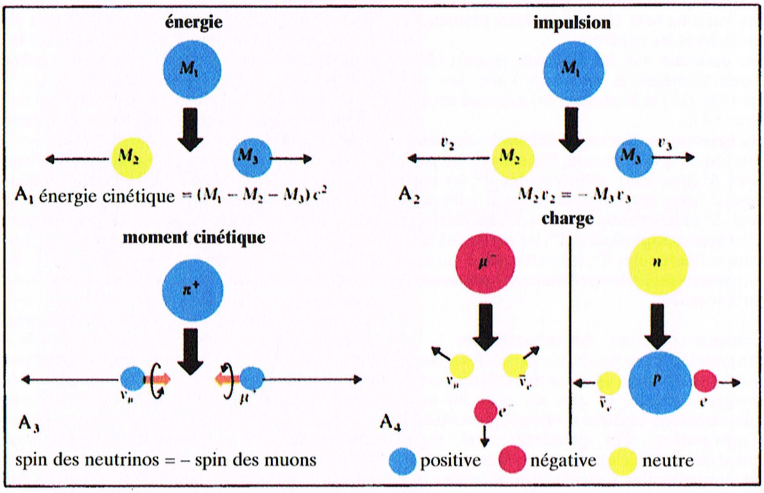
Baryons (particules lourdes)
Les baryons sont classés en deux groupes, les nucléons et les hypérons.
Les **nucléons** sont les éléments constitutifs du noyau atomique, le proton (p^+) avec son antiparticule (p^-) et le neutron (n) avec son antiparticule ($\overline{n}$).
Les **hypérons** sont tous des éléments constitutifs plus lourds que le proton. On connaît les particules Λ^0 avec leurs antiparticules $\overline{\Lambda}^0$, les particules Σ^- avec leurs antiparticules $\overline{\Sigma}^-$, les particules Σ^0 et leurs antiparticules $\overline{\Sigma}^0$, les particules Σ^+ et leurs antiparticules $\overline{\Sigma}^+$, les particules Ξ^- et leurs antiparticules $\overline{\Xi}^-$, les particules Ξ^0 et leurs antiparticules $\overline{\Xi}^0$, les particules Ω^- et leurs antiparticules $\overline{\Omega}^-$.

Grandeurs physiques des antiparticules
Les grandeurs physiques des particules élémentaires que l'on peut mesurer directement sont la charge, la masse, le spin, et, pour les particules instables, la durée de vie et les produits de désintégration. Ces grandeurs sont reportées dans le tableau ci-contre. Les grandeurs des antiparticules peuvent être obtenues facilement car les charges changent de signe tandis que les autres grandeurs restent les mêmes. Le kaon K^0 neutre pour lequel la particule et l'antiparticule peuvent avoir les mêmes produits de désintégration forme une exception à cette règle et doit être, pour cette raison, considéré comme un état mixte de particule et d'antiparticule. Il existe deux états mixtes possibles qui ont des produits de désintégration dont les durées de vie sont différentes et que l'on désigne Θ^0 et T^0.
La **charge électrique** prend pour toutes les particules trouvées jusque-là la grandeur +1, 0 ou −1, mesurée en charge élémentaire. On n'a à ce jour trouvé aucune charge double pour une particule. Le **spin** est pour tous les leptons égal à $\frac{1}{2}$. Ce sont donc des fermions. Pour tous les mésons, il est égal à 0 et pour les baryons à nouveau égal à $\frac{1}{2}$ jusqu'au plus lourd qui a un spin de $\frac{3}{2}$. Le spin des hypérons Ξ^0 n'a pas encore été mesuré jusqu'à présent de manière fiable.
Les différences de masse entre les particules chargées et non chargées d'une catégorie de particules élémentaires comme les pions, les kaons, les nucléons, les hypérons lambda ou sigma ne sont que de quelques MeV, tandis que celles entre des particules de catégories différentes, par ex. entre un pion et un kaon, sont relativement plus grandes. On admet de ce fait que ces particules de masses peu différentes sont des états de charge différents de la même particule et que la différence de masse faible s'explique par l'énergie contenue dans la charge. On peut cependant se demander si le neutrino et l'électron ne sont pas seulement deux états de charge de la même particule.

Interactions
Il existe quatre interactions différentes entre les particules élémentaires : l'**interaction forte,** l'**interaction électromagnétique,** l'**interaction faible** et la **gravitation**. Cependant, l'interaction gravitationnelle qui s'exerce entre des particules élémentaires est si faible qu'elle n'a aucune influence sur les propriétés des particules.
L'interaction électromagnétique est environ 100 fois plus faible que l'interaction forte, l'interaction faible environ 10^{12} fois plus faible et la gravitation 10^{29} fois plus faible. Les interactions forte et faible ont de faibles portées, qui ont pour ordre de grandeur le rayon du noyau. L'interaction gravitationnelle et l'interaction électromagnétique ont des portées infinies, c.-à-d. que la force diminue avec le carré de la distance. Tous les baryons et les mésons sont soumis à l'interaction forte. On les rassemble pour cette raison sous le nom de **hadrons**. Les réactions entre les particules élémentaires qui sont produites par l'interaction forte ont des temps de réaction de 10^{-23} s. Toutes les particules soumises à l'interaction forte le sont en même temps à l'interaction faible. Des particules qui peuvent avoir une interaction forte avec tous leurs produits de réaction ont des durées de vie si courtes qu'on les compte parmi les résonances.

L'interaction électromagnétique apparaît entre toutes les particules chargées. Elle est connue depuis longtemps car on peut la mesurer à de grandes distances. Elle provoque toutes les désintégrations dans lesquelles n'apparaissent que des quanta gamma.

L'interaction faible apparaît entre leptons ou entre leptons et hadrons. Elle est responsable des désintégrations auxquelles participent des neutrinos, mais aussi des désintégrations de particules lourdes qui sont interdites dans une interaction forte selon les règles de sélection.

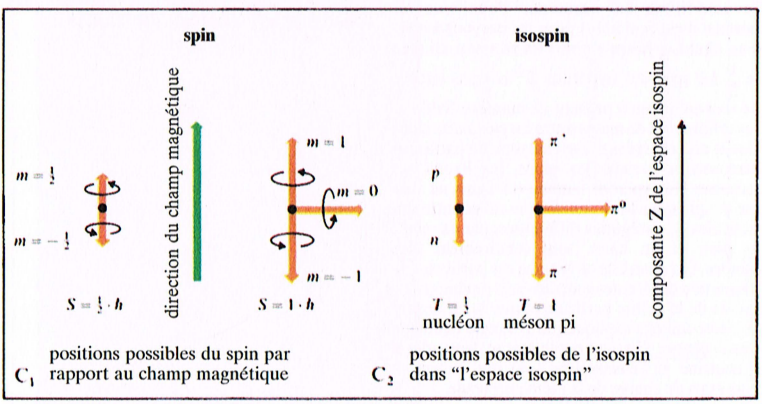


Grandeurs classiques soumises aux lois de conservation

B

Grandeur	justifiée par des faits expérimentaux
Nombre de baryons	stabilité du proton. Fabrication de baryons et antibaryons toujours par 2
Nombre d'électrons	émission de neutrinos lors de toutes les désintégrations bêta
Nombre de muons	émission de neutrinos lors de la désintégrations des muons. Interdiction de la désintégration électromagnétique $\mu \rightarrow e + \gamma$

Les principes de conservation de la physique des particules élémentaires avec les principales preuves expérimentales



Analogie entre spin et isospin

La désintégration et les réactions des particules élémentaires sont soumises à **certaines lois de conservation**, c.-à-d. qu'il existe certaines grandeurs physiques qui doivent être conservées lors d'une interaction. Ces lois de conservation signifient une limitation de possibilités d'interactions. Une réaction qui contrevient à une loi de conservation n'est pas possible. D'un autre côté, toutes les réactions qui ne contreviennent pas à ces lois sont possibles et ont lieu véritablement.

Grandeurs classiques obéissant aux lois de conservation

On connaît déjà quatre grandeurs qui obéissent aux lois de conservation en physique classique, à savoir l'**énergie**, la **quantité de mouvement** ou **impulsion**, la **charge électrique** et le **moment cinétique**.

La **conservation de l'énergie** est valable pour les réactions des particules élémentaires si l'on considère que la masse est une forme d'énergie selon la relation d'Einstein $E = mc^2$. Le principe de conservation de l'énergie empêche qu'une particule ne se désintègre en particules lourdes et détermine ainsi la stabilité de la particule la plus légère, le neutrino. On peut fabriquer des particules lourdes par réaction entre deux particules de haute énergie quand l'énergie cinétique est transformée en masse.

La **conservation de l'impulsion** a pour conséquence qu'aucune particule ne peut se transformer en une autre. Lors d'un changement de masse, énergie et impulsion ne peuvent pas être conservées en même temps.

La **conservation de la charge électrique** détermine avec les autres principes de conservation la stabilité de la particule chargée la plus légère.

Lois de conservation des nombres quantiques

Les grandeurs connues obéissant aux lois de conservation issues de la physique classique ne suffisent pas à expliquer toutes les limites auxquelles sont soumises les désintégrations de particules élémentaires. Il existe trois autres principes de conservation. Ce sont les lois de conservation du nombre baryonique, du nombre de muon et du nombre d'électron.

Nombre de baryon

Le nombre baryonique (ou charge baryonique) d'un baryon est de +1. L'antiparticule correspondante a un nombre baryonique de –1. Toutes les autres particules élémentaires comme les mésons, les leptons et les photons ont un nombre de baryon nul. La conservation du nombre de baryon signifie que la différence entre le nombre de baryon et celui des antibaryons doit être conservée à chaque réaction. C'est la raison pour laquelle le proton ne peut pas être désintégré lors d'une interaction forte en mésons pi, car le nombre baryonique passerait de 1 à 0. Une réaction $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ est cependant possible car la particule Λ et le proton ont un nombre baryonique de 1. De même, à haute énergie, la réaction $p + p \rightarrow \bar{p} + p + p + p$ est possible car la différence du nombre de protons et d'antiprotons est la même avant et après la réaction.

Nombre de muon

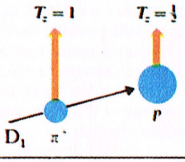
Le muon μ^- et le muon neutrino ont un nombre de muon de 1. Celui de leurs antiparticules est de –1. Le nombre de muon de toutes les autres particules élémentaires est de 0. C'est pourquoi avec chaque muon doit apparaître en même temps un muon antineutrino et lors de la désintégration d'un muon, un muon neutrino. La désintégration suivante $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ n'est de ce fait pas possible. De même, les désintégrations de mésons chargés en muons ne sont pas possibles car le neutrino n'est soumis qu'à l'interaction faible.

Nombre d'électron

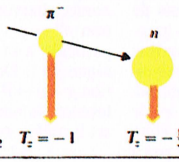
Le nombre d'électron 1 est attribué à l'électron, le nombre –1 à l'antiparticule correspondante. Comme pour les muons, un positon doit apparaître avec chaque électron. Des interactions électromagnétiques pendant lesquelles n'apparaîtraient que des électrons ne sont pas possibles.

Étrangeté *S*

D'après les principes de conservation, des désintégrations qui ne se produisent pas dans la nature sont encore possibles. Par ex. les désintégrations électromagnétiques $\Sigma^+ \rightarrow p + \gamma$ ou $\Xi \rightarrow \Sigma + \gamma$ pour les baryons, ou les désintégrations $K^0 \rightarrow 2\gamma$ ou $K^+ \rightarrow \pi^+ + 2\gamma$ qui devraient se produire beaucoup plus rapidement que les désintégrations observées réellement. De même, la désintégration $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ devrait se dérouler beaucoup plus vite car toutes les particules concernées sont soumises à l'interaction forte. On attribue pour cette raison un nombre quantique aux particules, l'étrangeté *S*. Il est égal à +1 pour les mésons K, K^+ et K^0, –1 pour les hypérons Λ, Σ^+, Σ^0 et Σ^-, –2 pour l'hypéron Ξ et –3 pour la particule Ω^-. Pour les antiparticules, le signe change. L'étrangeté change d'unité lors des interactions faibles, mais demeure pour des interactions fortes ou électromagnétiques. La conservation de l'étrangeté introduite à l'origine pour expliquer les grandes durées de vie des mésons K et des hypérons explique en même temps l'observation suivante : une autre particule — un antiméson K ou un hypéron Λ ou Σ^- — est produite par des collisions de mésons pi riches en énergie sur des nucléons avec production d'un méson K. Comme cette production de particules repose sur l'interaction forte, l'étrangeté des particules produites doit augmenter.



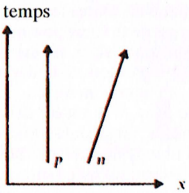
D_1



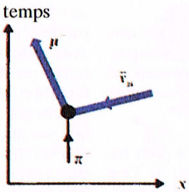
D_2

l'intensité de l'interaction faible est exactement identique pour les deux réactions

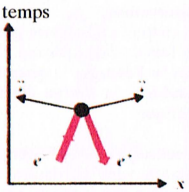
Invariance et isospin



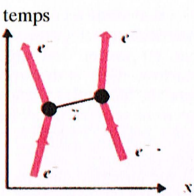
E_1 proton au repos neutron en movement



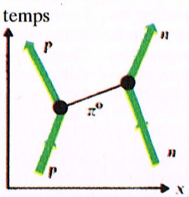
E_2 désintégration $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$



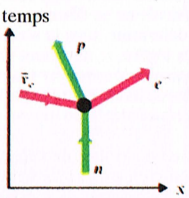
E_3 annihilation $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$



E_4 diffusion électron – électron



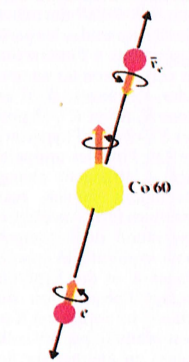
E_5 diffusion proton – neutron



E_6 désintégration bêta d'un neutron

les lois de conservation sont valides pour les flèches colorées

Diagramme de Feynman



désintégration F_1 bêta du ^{60}Co

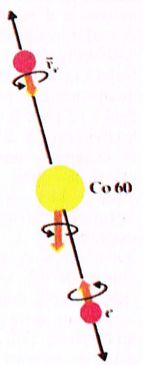
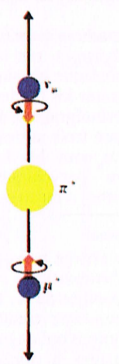


image dans un F_2 miroir impossible



désintégration F_3 de π^+

image dans un F_4 miroir impossible

Violation de l'invariance P pour les desintégrations bêta et des muons

Isospin

D'après GELL-MANN, on peut remplacer le nombre de charge des particules élémentaires par une autre grandeur désignée sous le nom d'isospin. L'isospin est un vecteur qui a, d'une manière mathématique formelle, les mêmes propriétés que le vecteur spin, c.-à-d. qu'il est décrit par sa norme et sa composante dans une direction qui, contrairement au cas du spin, n'a rien à voir avec les directions habituelles de l'espace. Tout comme le spin, l'isospin et sa composante peuvent prendre des valeurs entières et de moitié, dans la direction dite « direction z de l'espace isospin ». Les autres positions possibles de la composante z existent pour une valeur J de l'isospin $2J + 1$. Cependant, tandis que les nombres quantiques de spin représentent clairement le moment cinétique propre et de sa composante dans la direction du champ magnétique, l'isospin n'a pas de signification évidente. Toutefois, l'avantage de l'isospin est que l'on n'a besoin d'attribuer qu'une seule grandeur de l'isospin à chacun des mésons pi, des mésons K, des nucléons, des hypérons sigma et des hypérons xi. De plus, la désintégration en différents états de charge est décrite par la grandeur différente de la composante z de l'isospin. Le nombre de charge Q peut alors être exprimé par le nombre de baryon B, la composante isospin dans la direction z et l'étrangeté S dans l'égalité suivante :

$$Q = T_z + \frac{B}{2} + \frac{S}{2}$$

L'interaction forte conserve l'isospin. L'intensité de l'interaction est indépendante de la direction du vecteur résultant isospin de l'ensemble des particules concernées. Cela signifie par ex. que l'interaction entre π^+ ($T_z = +1$) et un proton ($T_z = +1/2$) est tout aussi grande que celle entre π^- ($T_z = -1$) et un neutron ($T_z = -1/2$).

Invariance

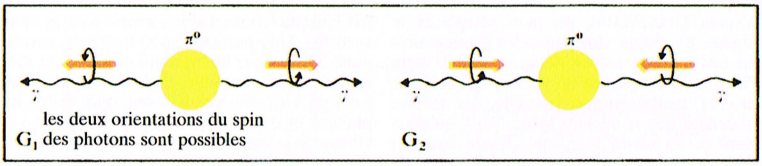
Le principe d'invariance signifie que toutes les lois physiques sont conservées quand on change un certain paramètre. Par ex., l'invariance du déplacement de position signifie qu'une expérience dans les mêmes conditions, à n'importe quel endroit, donne le même résultat. Chacun des principes de conservation classiques repose sur un principe d'invariance, par ex. le principe de conservation du moment cinétique se reporte à l'invariance vis-à-vis du déplacement spatial et le principe de conservation de l'énergie se reporte à l'invariance vis-à-vis du changement de temps. On ne connaît pas à ce jour les principes d'invariance pour le nombre de baryon, le nombre d'électron et le nombre de muon.

Pour une représentation claire des processus entre les particules élémentaires, on peut utiliser le diagramme de FEYNMAN. On porte la position en abscisse et le temps en ordonnée. Une particule au repos est alors simulée par une ligne verticale. Une particule en mouvement correspond à une ligne en biais qui est d'autant plus inclinée que la particule se déplace rapidement. Les lignes les plus inclinées sont donc celles des photons et des neutrinos qui se déplacent à la vitesse de la lumière. On peut ainsi représenter une antiparticule comme une particule qui se déplace à reculons à travers le temps. Une interaction entre différentes particules élémentaires est figurée par des ramifications issues d'un point. Par cette représentation, on peut comprendre les principes de conservation du nombre de baryons, du nombre d'électrons et du nombre de muons dans la mesure où autant de flèches doivent entrer et sortir d'un point. Cette condition est remplie dans tous les diagrammes de Feynman.

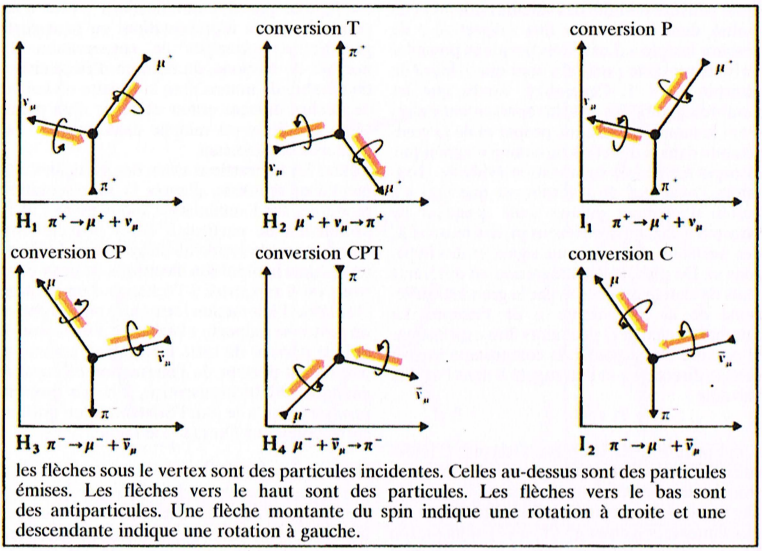
Toutes les interactions entre des particules élémentaires reposent, d'après la représentation moderne, sur l'annihilation momentanée et la production de particules. Elles peuvent être conçues sous la forme de diagrammes de Feynman. Ainsi la répulsion électrique de deux électrons est à rapporter à l'échange d'un photon. De même, l'interaction forte entre un neutron et un proton se rapporte à l'échange d'un méson pi qui est porteur de cette interaction, comme le photon est porteur de l'interaction électromagnétique. Malheureusement, on n'a pas pu prouver jusqu'à ce jour l'existence d'un porteur correspondant à l'interaction faible.

Renversement du T

L'invariance par inversion du signe du temps signifie que toutes les réactions ayant lieu dans la nature entre les particules élémentaires sont aussi possibles dans un temps renversé. Par ex., la réaction $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$ est une réaction qui peut être renversée $p + n + \pi^+ \rightarrow p + p$. Que la seconde réaction soit beaucoup plus improbable puisque trois particules doivent se heurter en même temps n'a aucune importance. L'invariance par inversion du signe du temps signifie seulement que, lorsque trois particules se heurtent, deux protons sont formés avec la même probabilité comme, à l'inverse, les trois particules lors du choc entre les deux protons.

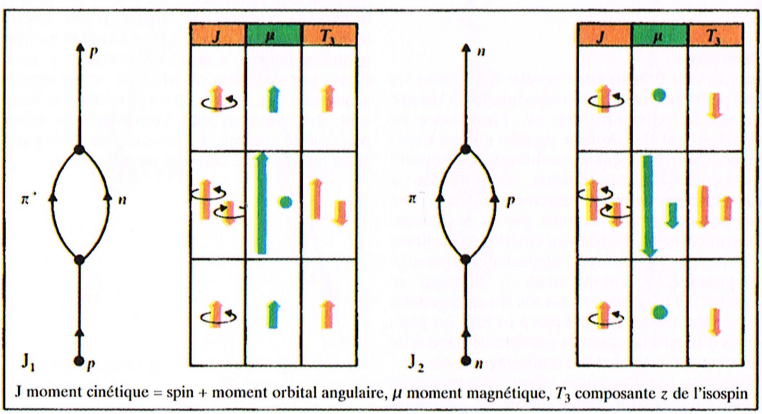


Invariance P pour la désintégration $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$



les flèches sous le vertex sont des particules incidentes. Celles au-dessus sont des particules émises. Les flèches vers le haut sont des particules. Les flèches vers le bas sont des antiparticules. Une flèche montante du spin indique une rotation à droite et une descendante indique une rotation à gauche.

Diagrammes de Feynman des reculs permis (H) et interdits (I) de la désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$



J moment cinétique = spin + moment orbital angulaire, μ moment magnétique, T_3 composante z de l'isospin

Émission et absorption de mésons pi virtuels par des nucléons

Invariance par parité P
Le principe de parité ou principe d'inversion de l'espace indique que le symétrique d'un processus physique est de nouveau un processus physique. Au départ, on a trouvé le principe de parité tout à fait naturel. Pourtant, il a été montré que lors de la désintégration bêta du cobalt 60, le principe de parité n'était pas vérifié car les électrons sont émis avec une hélicité d'orientation gauche, et les antineutrinos avec une orientation droite. On obtient la même image lors de la désintégration de π^+ en un antimuon (μ^-), pour lequel les muons neutrinos ne sont émis qu'avec une orientation gauche. D'un autre côté, lors de la désintégration de π^0 en deux photons, les deux orientations des photons sont possibles avec la même probabilité. La violation de la variance de parité n'apparaît que lors de l'interaction faible. L'interaction électromagnétique et l'interaction forte sont invariantes vis-à-vis de l'inversion de l'espace.

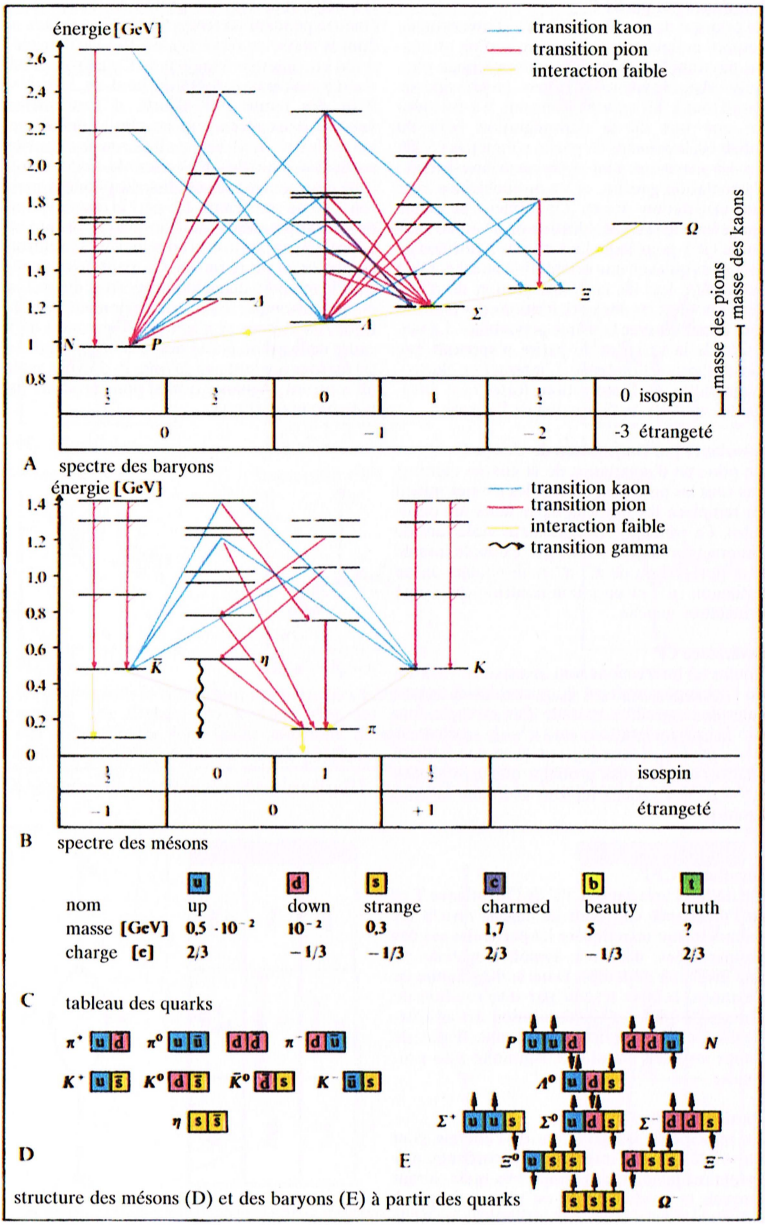
Invariance par conjugaison de charge C
Le principe d'invariance de la charge exprime que tous les processus restent les mêmes quand on remplace les particules par leurs antiparticules. Ce principe est également violé lors de l'interaction faible comme par exemple lors de la désintégration de π^+. π^+ se désintègre en un antimuon (μ^+) et un muon neutrino qui a une orientation gauche.

Invariance CP
Toutes les interactions sont invariantes vis-à-vis de l'échange simultané de particules-antiparticules de la symétrie spatiale. Par exemple, lors de la désintégration de π^+, le processus $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (deux leptons avec une hélicité gauche) est tout aussi probable que le processus $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ (deux leptons avec une hélicité droite).

Invariance CPT
On déduit l'invariance CPT de l'invariance T et de l'invariance CP. Tous les calculs restent les mêmes lorsqu'on remplace les particules par des antiparticules, dans une symétrie spatiale ou une inversion du temps. Dans le diagramme de Feynman, cela se traduit par une rotation de l'image de 180°. La représentation des antiparticules par des particules avec une flèche de temps inversée prend une légitimité plus profonde.

Particules virtuelles
Le principe de conservation de l'énergie peut être violé, lors de l'interaction de particules élémentaires pendant des temps très brefs durant lesquels le produit $\Delta E \cdot \Delta t$ est plus petit que $\hbar$. ΔE étant l'écart d'énergie nécessaire et Δt le temps.

De cette manière, un proton au repos peut émettre pendant un temps très bref un méson pi dont la masse au repos égale à 104 MeV, représente une énergie manquante. Ce méson pi est donc à nouveau capturé au bout de $5 \cdot 10^{-24}$ s. Pour des temps plus courts, il peut même émettre deux mésons pi ou plus. Comme ces particules ne sont pas visibles, on les appelle particules virtuelles. En raison de l'interaction forte, chaque nucléon est dissocié pendant environ 1/10 de son temps. De part la conservation de la composante z de l'isospin, le proton se désintègre en neutron et en pi-plus, et le neutron en proton et en pi-moins. On peut aussi expliquer le moment magnétique anormal du proton et du neutron par le fait que le moment magnétique des mésons pi n'agit plus longtemps qu'à cause de la petite masse des mésons pi. Comme les mésons pi n'ont pas de spin, ils doivent avoir un moment angulaire orbital pour produire un moment magnétique.



structure des mésons (D) et des baryons (E) à partir des quarks

Résonances

Si l'on effectue des mesures de la diffusion des mésons pi ou K très riches en énergie sur des nucléons, on trouve pour certaines valeurs d'énergie du faisceau incident des maxima importants du nombre de mésons diffusés.Tout comme ces maxima correspondent à des états excités du noyau, ils représentent des états excités du nucléon. La durée de vie de l'état excité du noyau peut être déduite de la distribution ΔE autour de l'énergie maximale, d'après la relation $\Delta E \cdot \Delta t = \hbar$. Elle est d'environ 10^{-23} seconde. On en déduit que ces résonances sont produites par l'interaction forte.

Ce processus est tout à fait semblable à la formation d'un état excité pour un atome chez lequel un photon est émis ou absorbé. C'est ainsi qu'un méson pi, porteur de l'interaction forte, est absorbé lors de l'excitation et émis lors de la désintégration.

Si l'on mesure le nombre de mésons K qui se sont formés lors des énergies de résonances, on peut en déduire des informations sur l'isospin et l'étrangeté des états excités. On obtient un schéma de niveau d'énergie des nucléons qui ressemble de manière frappante aux schémas des atomes à plusieurs électrons. Les hypérons correspondent dans ce schéma aux états métastables des atomes. Un état stable du nucléon n'est pas possible lors d'une interaction forte, à cause de la conservation de l'étrangeté et de l'isospin. Ils se désintègrent de ce fait par une interaction faible durant laquelle les lois de conservation ne sont pas remplies.

Un schéma semblable peut être aussi élaboré pour les mésons tandis que, pour les leptons, on ne peut pas mesurer les états excités car ils ne sont pas soumis à l'interaction forte. Une excitation est de ce fait trop invraisemblable.

Quarks

D'après un modèle de Gell-Mann, on peut expliquer les spectres de baryons et de mésons excités par le fait qu'ils sont à nouveau composés de nouvelles particules, appelées quarks.

Jusqu'alors, les expériences ont montré l'existence de cinq quarks auxquels on a donné les noms de *up* (abréviation u), *down* (abréviation d), *strange* (abréviation s), *charmed* (abréviation c), et *beauty* (abréviation b). De plus, on pense qu'il existe un autre quark auquel on a donné le nom de *truth*.

Contrairement aux particules observées jusqu'à ce jour, les quarks ont tous des charges non entières. *Up*, *charmed* et *truth* portent des charges égales à $\frac{2}{3}e$. *Beauty* a une charge de $-\frac{1}{3}e$. Le spin de tous les quarks est égal à $\frac{\hbar}{2}$.

Pour chaque quark, il existe un antiquark pour lequel la charge et tous les nombres quantiques sont de signes opposés. Entre les différents quarks, existe une interaction très forte qui est visiblement indépendante de la nature du quark et qui se rapporte à un autre nombre quantique, appelé *couleur*. Chaque quark peut de ce fait apparaître en trois couleurs qui sont les représentations fondamentales d'un groupe de symétrie. Ces couleurs sont le *rouge*, le *bleu* et le *jaune*. Les antiquarks correspondants peuvent prendre les *anticouleurs antirouge*, *antijaune* et *antibleu*.

D'après ce modèle, seules peuvent exister les particules élémentaires libres, c.-à-d. les particules dont la couleur est le *blanc*. Cela peut se produire soit par combinaison des trois couleurs *rouge*, *bleu* et *jaune*, soit par combinaison de la couleur et de l'anticouleur d'un antiquark correspondant.

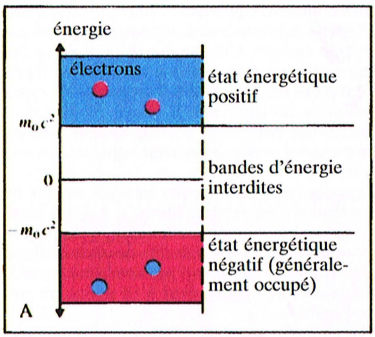
Au contraire de toutes les autres interactions connues, les forces d'attraction des quarks ne diminuent pas avec la distance, dans une particule élémentaire. Si bien qu'une énergie infinie serait nécessaire pour séparer un quark et le rendre libre.

Les baryons sont composés, selon cette théorie, de trois quarks de couleur différente et les mésons d'une paire quark-antiquark. Cela explique pourquoi les mésons peuvent être produits lors d'interactions et peuvent disparaître par désintégrations, mais pas les baryons. Seul le nombre total de quarks, c.-à-d. quarks moins antiquarks, est conservé.

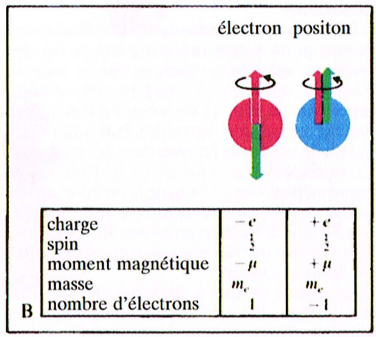
Sous l'influence de l'interaction faible, les quarks peuvent se transformer l'un dans l'autre, ce qui entraîne que les baryons stables ne sont composés que de quarks u et d. L'existence de quarks c et b a été découverte récemment lors d'expérience à haute énergie, grâce à une durée de vie étonnamment longue des résonances énergétiquement élevées. Cette durée de vie longue provient du fait qu'une paire de quarks apparaît lors de ces expériences.

La masse de particules élémentaires formées est déterminée par la nature du quark mais aussi par la direction relative de leur spin. Les états d'énergie les plus bas (petites masses) apparaissent quand les spins de *up* et *down* sont antiparallèles les uns par rapport aux autres.

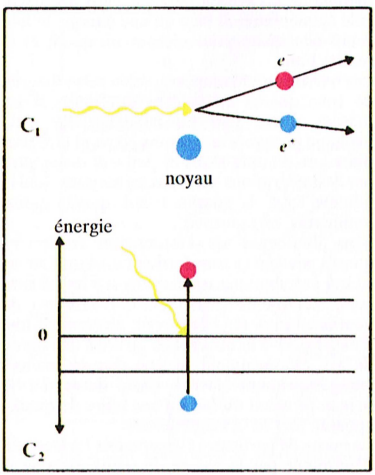
Même si le modèle du quark explique de nombreuses propriétés des spectres des baryons et des mésons, on n'est pas certain à ce jour que les quarks soient des particules réelles ou seulement un modèle des propriétés observées des particules élémentaires.



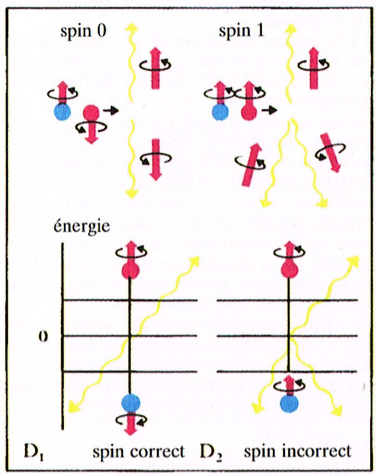
États énergétiques dans la théorie de Dirac



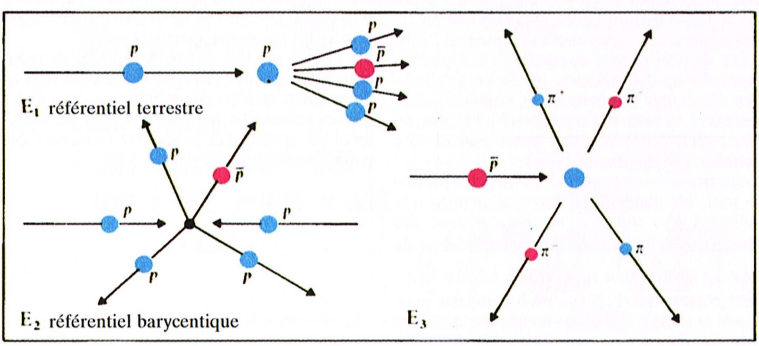
Propriétés du positon et de l'électron



Production de paires



Annihilation de paires de positons



Production et annihilation d'antiprotons

Théorie de Dirac

Avant même la découverte de la première antiparticule, DIRAC a formulé les lois de la mécanique quantique pour des particules relativistes, c.-à-d. des particules qui se déplacent à une vitesse proche de celle de la lumière et dont le spin est de l'ordre de $\frac{\hbar}{2}$. Cette théorie annonçait qu'une particule pouvait avoir une énergie positive ou négative, avec des états d'énergie positive toujours au-delà de l'énergie au repos m_0c^2 et des états d'énergie négative au-dessous de $-m_0c^2$. D'après la mécanique quantique, l'énergie n'a pas besoin de changer continuellement comme en mécanique classique, de telle sorte que des particules peuvent passer spontanément dans le domaine des énergies négatives. Pour obtenir une conformité avec le comportement des électrons, DIRAC fit les hypothèses complémentaires suivantes :

1. Tous les états d'énergie négative étant occupés, les transitions entre des électrons d'énergies positive et négative sont interdites.
2. Normalement, on ne peut pas observer d'états d'énergie négative vides, mais, si c'est le cas, les états vides appelés trous se comportent comme des particules d'énergie positive. Un calcul précis montre que les propriétés observées du trou doivent être exactement celles d'une particule de même masse que l'électron mais de charge opposée.

Cette particule fut trouvée par ANDERSON dans une chambre à brouillard de Wilson et appelée **positron** ou **positon**.

Formation d'une paire électron-positron

Comme les photons peuvent entrer en interaction avec les électrons d'énergie négative, ils peuvent, lorsqu'ils ont assez d'énergie, faire passer ces derniers dans un état d'énergie positive. On observe alors l'absorption du photon et l'apparition d'une paire électron-positron. L'énergie minimum du photon est égale à $2\ m_0c^2$. En raison de la conservation de la quantité de mouvement, cette réaction ne se produit qu'à proximité du noyau qui absorbe la quantité de mouvement excédentaire.

Annihilation de la paire électron-positron

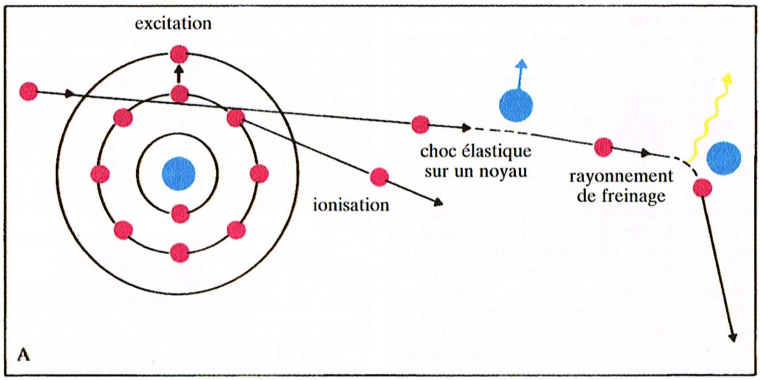
Si un électron rencontre un positron, il trouve un état d'énergie négative libre qu'il peut occuper, en émettant des quanta gamma de l'énergie correspondante. On observe alors l'annihilation des deux particules et l'émission de deux ou trois quanta gamma.

Positronium

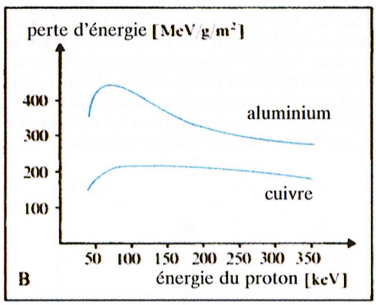
Avant annihilation, la paire électron-positron peut devenir une formation semblable à un atome qui dans son état fondamental a un moment cinétique égal à 0 et un spin de 0 ou 1 suivant que les spins des particules impliquées sont parallèles ou antiparallèles. Le positronium de spin 0 se désintègre en deux quanta gamma et le positronium de spin 1 en trois. Comme la théorie de Dirac est valable pour toutes les particules de spin $^1/_2$, elle prévoit aussi les antiparticules des muons, des neutrinos et des baryons, mais pas celles des mésons. Pour les particules de spin entier, n'importe quelle densité d'occupation d'un état est possible. Ainsi, l'image d'un état d'énergie négative libre n'a plus de sens. On explique l'existence des antimésons à l'aide des quarks.

Antinucléons

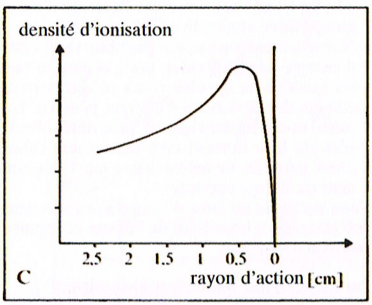
Depuis la construction des accélérateurs à hautes énergies, on a prouvé l'existence des antiprotons et des antineutrons, ce qui confirme les hypothèses de DIRAC. Des paires nucléon-antinucléon sont produites lors de chocs à haute énergie entre protons, l'énergie cinétique étant utilisée pour faire passer un nucléon d'un état d'énergie négative à un état d'énergie positive. De plus, une énergie de presque 2 000 MeV est nécessaire dans le référentiel barycentrique ou environ 5 600 MeV dans le référentiel terrestre. L'annihilation des paires est possible par émission de toutes les particules qui entrent en interaction avec le nucléon, surtout les mésons pi et K car ils sont soumis à l'interaction forte.



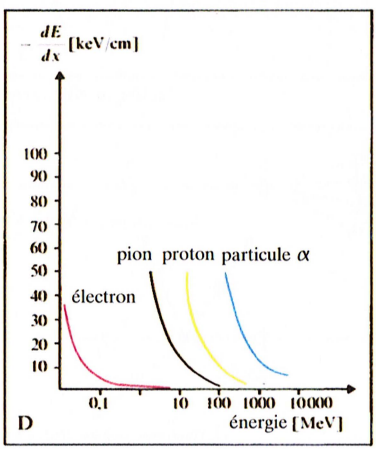
Processus d'interaction des particules chargées avec la matière



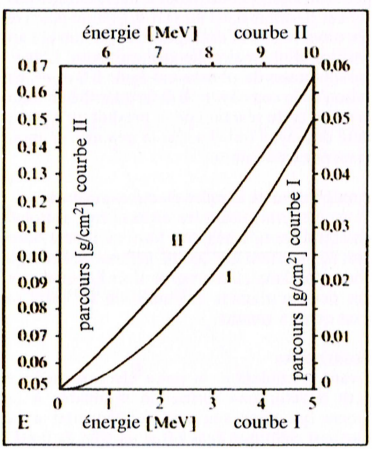
Pouvoir massique de ralentissement de l'aluminium et du cuivre pour les protons



Densité d'ionisation des particules alpha dans l'air dépendant du rayon d'action



Perte d'énergie de diverses particules dans l'air



Courbes énergie-parcours pour les protons dans l'aluminium

Différentes interactions

On peut classer les interactions de particules chargées et rapides en cinq groupes :
a) chocs élastiques avec des électrons
b) chocs inélastiques avec des électrons
c) chocs élastiques avec des noyaux
d) chocs inélastiques avec des noyaux
e) interactions entre noyaux

Les **interactions entre noyaux** sont très improbables à cause de la faible portée des forces nucléaires. Elles ne contribuent pas en général à freiner les particules chargées.

Les particules chargées sont déviées et freinées par des interactions électrostatiques. Le nombre des différentes collisions s'élève à environ 10 000 pour un freinage de 1 MeV. Pour une collision unique, l'énergie correspondante est faible.

Les **chocs élastiques avec des électrons** ont lieu seulement pour des particules de très faible énergie. L'énergie correspondante est trop faible pour faire passer l'électron dans un niveau plus élevé.

Les **chocs inélastiques avec des électrons** sont des interactions fréquentes par lesquelles les particules perdent de l'énergie. Les électrons heurtés passent dans des états excités ou ils sont expulsés complètement de l'atome qui devient un ion chargé positivement. On désigne pour cette raison sous le nom de rayonnement ionisant ce rayonnement de particules chargées.

Les chocs élastiques avec des noyaux sont rares pour des particules lourdes, mais plus fréquents pour des particules légères comme des électrons et des positrons.

La diffusion inélastique avec des noyaux n'est importante que pour des particules légères, à haute énergie. L'énergie étant émise sous forme de rayonnement électromagnétique (rayonnement de freinage).

Particules lourdes

Pouvoir linéique de ralentissement

Lors de la diffusion inélastique sur des électrons périphériques, les particules lourdes chargées, perdent de l'énergie cinétique. La perte d'énergie par unité de longueur est appelée pouvoir linéique de ralentissement. Comme le freinage a lieu dans de nombreuses collisions, on peut considérer que la particule est freinée de manière continue. Si l'énergie de la particule chargée est beaucoup plus grande que l'énergie d'ionisation des électrons de la matière traversée par le rayonnement, le pouvoir linéique de ralentissement est donné par la relation :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z^2 e^4}{4\pi\varepsilon_0 m v^2} \cdot N \cdot B$$

Z étant le nombre de charge de la particule, e la charge élémentaire , m la masse des électrons, v la vitesse des particules, N le nombre d'atomes par centimètre cube, B le nombre de collisions. Sa grandeur dépend de l'énergie de la particule et du matériau. BETHE a donné son nom à la formule suivante :

$$B = Z\left[\ln\frac{2mv^2}{I} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2\right]$$

Z étant le numéro atomique du matériau traversé par le rayonnement, $\beta = \frac{v}{c}$ (vitesse sur célérité de la lumière), I le potentiel moyen d'ionisation des atomes. L'ionisation augmente régulièrement le long du parcours de la particule jusque peu avant le dernier freinage de celle-ci pour retomber très rapidement à 0.

Pouvoir massique de ralentissement

Le pouvoir de ralentissement d'un matériau est approximativement proportionnel à sa mase volumique. C'est pourquoi le pouvoir massique de ralentissement est généralement donné dans les tableaux de valeurs.

Il est défini par :

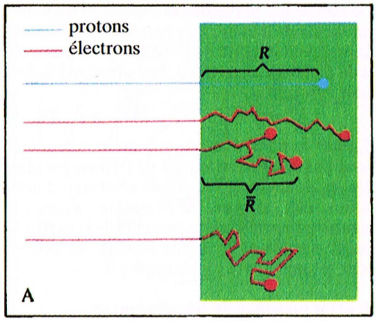
$$\frac{dE}{d\xi} = \frac{1}{\rho}\cdot\frac{dE}{dx} \quad (\rho \text{ est la masse volumique})$$

À peu près égal pour tous les matériaux, il est donné en MeV par gramme par cm^2.

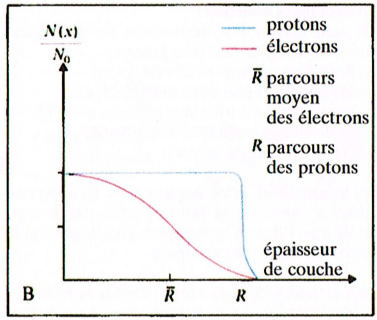
On appelle **pouvoir relatif de ralentissement** d'une matière le rapport de son pouvoir massique de ralentissement sur celui de l'aluminium, utilisé dans cette définition comme élément de référence. Les pouvoirs relatifs de ralentissement de tous les matériaux se situent entre 0,5 et 1,5 pour des énergies moyennes.

Parcours

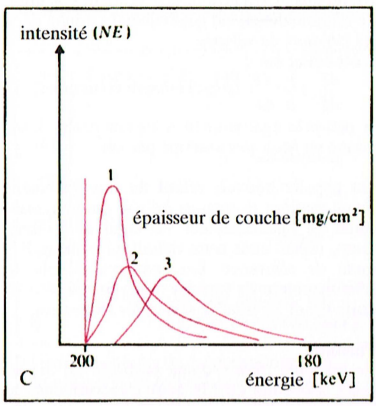
Le parcours moyen d'une particule est la distance moyenne qu'elle peut traverser dans le matériau jusqu'à ce qu'elle ait perdu toute son énergie. Elle dépend naturellement de son énergie cinétique initiale. Comme on connaît très précisément les relations entre énergie et parcours pour toutes les particules, on peut déterminer leur énergie en mesurant le parcours moyen des particules. Dans les graphes énergie-parcours , le parcours est donné habituellement en grammes par cm^2 et l'énergie en MeV.



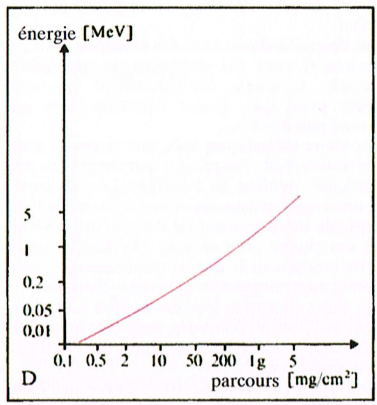
Trajectoires des protons et des électrons dans la matière



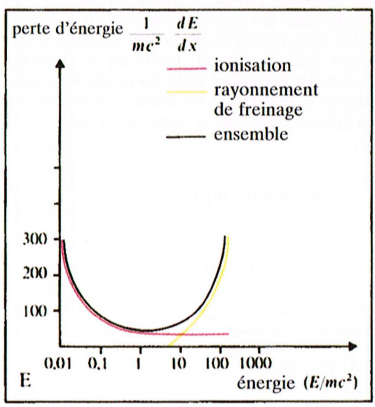
Diminution de l'intensité en fonction de l'épaisseur de couche pour les protons et les électrons



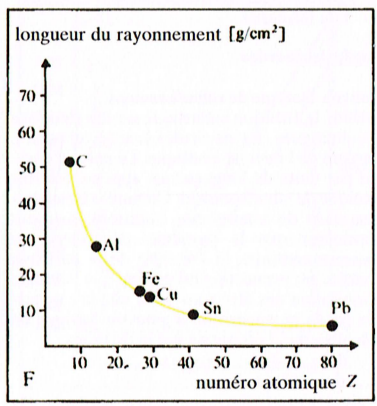
Distribution de l'énergie des électrons pour différentes épaisseurs de mica



Parcours moyen des électrons dans l'aluminium



Perte d'énergie au centimètre par ionisation et rayonnement de freinage pour les électrons dans le plomb



Longueur du rayonnement de freinage en fonction du numéro atomique

Le freinage des électrons rapides dans la matière a lieu principalement selon trois possibilités : la diffusion sur des électrons d'un atome, la dispersion élastique sur des noyaux atomiques et le rayonnement de freinage.

La **dispersion inélastique sur des électrons d'un atome** est décrite par pratiquement les mêmes formules que celles d'un freinage de particules lourdes. Certaines divergences sont dues à deux faits supplémentaires qu'il faut considérer :

1. Pour les électrons, les relations sont valables dans le référentiel barycentrique quand un électron heurte ou est heurté. Dans le référentiel terrestre, quand l'électron heurté est au repos avant le choc, il faut remplacer la masse m de l'électron par $\frac{m}{2}$ dans les formules concernant le nombre de chocs.
2. Après le choc, on ne peut plus distinguer l'électron qui heurte de l'électron qui est heurté. On considère chaque fois l'électron le plus rapide comme l'électron primaire de telle sorte qu'au plus la moitié de l'énergie peut être fournie.

On appelle cette perte d'énergie due aux chocs électron-électron, la dispersion de Möller et elle est donnée par la formule :

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{e^4 N}{4\pi\varepsilon_0^2 m v^2} \cdot Z \cdot \ln\left(\frac{mv2}{2I} \cdot 0{,}85\right)$$

e étant la charge élémentaire, N, le nombre d'atomes par centimètre cube, Z le numéro atomique, m la masse des électrons, v la vitesse des électrons, I le potentiel moyen d'ionisation.
L'ionisation est, pour des énergies identiques, beaucoup plus faible que pour les particules lourdes à cause de la vitesse relativement plus élevée.

La dispersion élastique sur des noyaux a été calculée de manière classique par RUTHERFORD et en mécanique quantique par MOTT. Lors de cette dispersion, l'électron libère peu d'énergie, car il peut à peine faire bouger le noyau lourd. Il change pourtant fortement sa direction. Tandis que le nombre de chocs croît avec le numéro atomique (Z : nombre d'électrons par atome) lors de la dispersion de Möller, il croît dans la dispersion de Mott en fonction de Z^2. Ce nombre est donc plus important pour des atomes pas trop légers. De ce fait, les électrons se déplacent dans la matière suivant une trajectoire en zigzag.

Parcours
Comme les électrons peuvent libérer jusqu'à la moitié de leur énergie lors d'un choc, ils sont freinés dans un nombre de chocs bien inférieur par rapport aux particules lourdes. C'est pourquoi l'idée qu'ils libèrent continuellement leur énergie n'est plus justifiée et il y a de grandes différences sur la longueur moyenne de la trajectoire.
Le parcours, c.-à-d. l'épaisseur de la couche que les électrons peuvent pénétrer, n'est pas égale à la longueur de la trajectoire car ils ne se déplacent pas en ligne droite. Le parcours moyen est l'épaisseur de la couche selon laquelle la moitié des électrons incidents sont freinés. Elle est environ égale à la moitié de la longueur moyenne de la trajectoire.

Straggling
On désigne par ce terme les écarts par rapport à la valeur moyenne de l'énergie et à la direction de la trajectoire après avoir pénétré une couche de matière. Étant donné le faible nombre de chocs et du mouvement irrégulier, le straggling est très grand pour les électrons. La distribution de l'énergie est aussi très large après la pénétration de couches fines de matière.

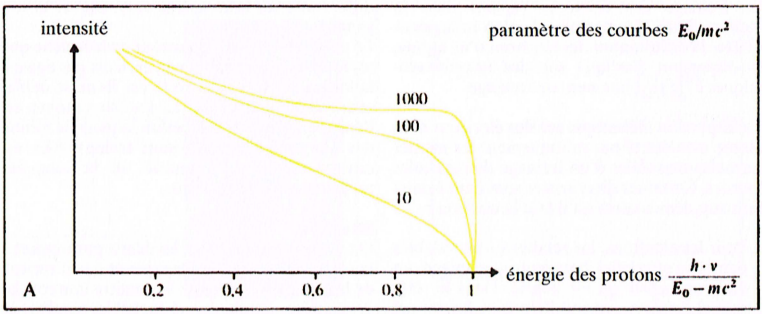
Rayonnement de freinage
Ce rayonnement de freinage apparaît lorqu'une particule chargée est accélérée ou freinée. L'énergie est émise sous la forme d'un rayonnement électromagnétique. Si un électron est freiné dans le champ électrique d'un noyau de numéro atomique Z, l'énergie libérée par unité de temps est donnée par la formule :

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{Z^2}{m^2} \quad (m : \text{masse de l'électron})$$

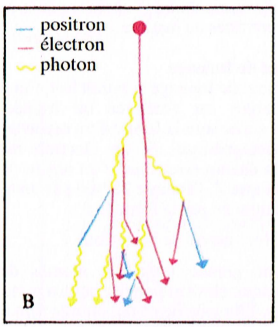
Elle est donc grande pour des atomes de numéro atomique élevé et pour de petites particules freinées. Elle joue de ce fait un rôle seulement lors du freinage des électrons.
Tandis que le pouvoir massique de ralentissement par ionisation diminue faiblement lorsque le numéro atomique croît, le pouvoir massique de ralentissement augmente par rayonnement de freinage de manière linéaire selon le numéro atomique et l'énergie. Les sections efficaces pour le rayonnement de freinage des électrons furent calculées par BETHE et HEITLER. D'après eux, le pouvoir massique de ralentissement est proportionnel à l'énergie des électrons et est égal pour des énergies élevées à :

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{E}{L}, \qquad E = E_0 \cdot e^{-\frac{t}{L}}$$

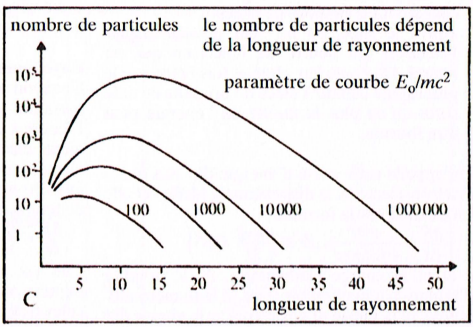
L est la longueur du rayonnement, c.-à-d. l'épaisseur de la couche du matériau où l'énergie diminue jusqu'à la moitié de sa valeur initiale.



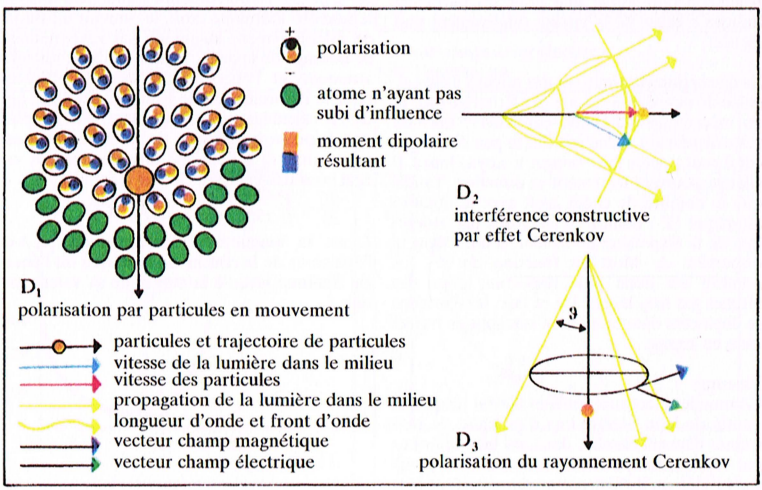
Spectres des rayonnements de freinage en fonction du rapport de l'énergie des particules sur la masse au repos



Formation de cascades de particules à partir d'un électron rapide



Formation de cascades de particules



Rayonnement Cerenkov

Spectres du rayonnement de freinage

Pour des particules chargées dont l'énergie est relativement plus élevée que celle au repos, la plus grande partie de cette énergie est perdue à cause du rayonnement de freinage. Ce phénomène apparaît particulièrement pour des électrons dont la masse au repos est seulement de 511 keV. Dans des métaux lourds, les pertes par rayonnement de freinage sont plus élevées que les pertes par ionisation de 10 MeV. L'énergie pour laquelle toutes deux sont identiques s'appelle l'énergie critique.

Cascade de particules

Les photons à haute énergie, formés lors du rayonnement de freinage, peuvent à nouveau réagir dans le matériau par effet Compton ou par apparition de paires. D'autres électrons et d'autres positrons sont alors formés si bien que toute une cascade de particules est issue de l'électron initial. Cette cascade atteint au bout de peu de temps un nombre maximum de particules pour diminuer ensuite. Le nombre des particules émises dans ces cascades est proportionnel à l'énergie fondamentale de la particule incidente.

Des particules lourdes de très haute énergie (jusqu'à environ 10^{14} MeV) apparaissent dans le rayonnement cosmique à haute altitude. On reconnaît les particules très rares de très haute énergie aux cascades qu'elles déclenchent. Ces cascades contiennent, en dehors des électrons et des positrons formés lors du rayonnement de freinage et de la création de paires, des mésons, des baryons et leurs antiparticules créées par production de paires. Les particules initiales hautement énergétiques du rayonnement cosmique produisent dans l'atmosphère, des cascades de particules pouvant atteindre jusqu'à 10^{10} particules au niveau de la mer.

Rayonnement Cerenkov

Ce rayonnement apparaît lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu plus rapidement que la vitesse de la lumière dans le milieu ($v > \frac{c}{n}$).

c étant la célérité de la lumière dans le vide et n l'indice de réfraction du milieu.

Effet Cerenkov

L'apparition du rayonnement Cerenkov peut s'expliquer sans avoir à introduire des notions de mécanique quantique. Une particule chargée polarise les atomes du matériau en même temps qu'elle repousse une charge de même grandeur et qu'elle en attire une de signe opposé, si bien que les atomes deviennent de petits dipôles. Ceci n'est possible que lorsque le matériau n'est pas un conducteur électrique. Le rayonnement Cerenkov apparaît pour cette raison dans les diélectriques.

Si la particule chargée se déplace rapidement à travers la matière, les atomes continuent donc à être polarisés derrière la particule tandis que, devant elle, la polarisation n'apparaît pas encore. En effet, l'interaction électrique ne se propage qu'à la vitesse de la lumière dans ce milieu. On obtient de ce fait un moment dipolaire résultant au niveau de la particule. Ce moment dipolaire qui apparaît et qui disparaît est à l'origine de l'émission du rayonnement électromagnétique.

En général, les ondes électromagnétiques sont émises à partir de différents points de la trace de la particule. Cependant, si la vitesse des particules dépasse la vitesse de la lumière dans le milieu, les ondes se renforcent en un front d'ondes émis avec un angle θ caractéristique par rapport à la trajectoire. Ce phénomène est semblable au renforcement des ondes sonores dans le cône de Mach lors du déplacement d'un projectile avec une vitesse supersonique.

L'angle caractéristique s'appelle l'angle de Cerenkov et est donné par la relation de Cerenkov :

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta \cdot n}$$

n étant l'indice de réfraction dans le milieu et $\beta = \frac{v}{c}$ le rapport de la vitesse des particules et de la vitesse de la lumière dans le vide.

Pour chaque milieu d'indice de réfraction donné, il existe une vitesse seuil au-delà de laquelle seulement l'effet Tcherenkov devient possible. Elle est donnée par la relation :

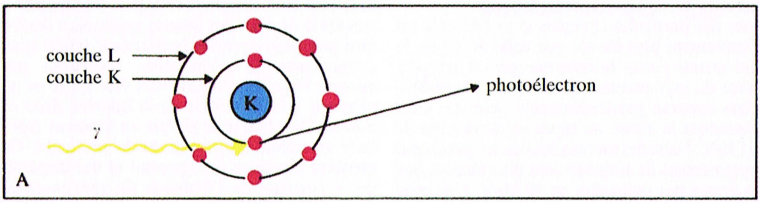
$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{1}{n}$$

L'angle maximal d'émission est $\theta = \arccos\left(\frac{1}{n}\right)$.

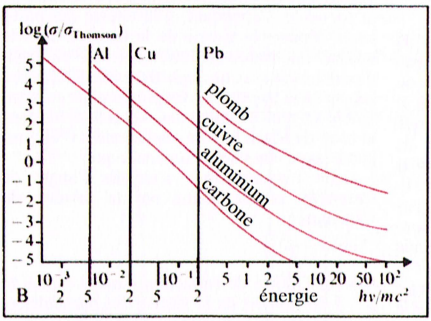
Le rayonnement Cerenkov apparaît principalement dans le domaine visible (bleu) du spectre électromagnétique car pour ces longueurs d'onde, l'indice de réfraction est plus grand que 1.

Polarisation

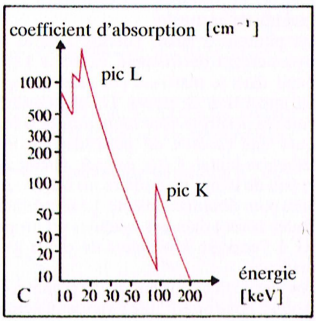
Le rayonnement Cerenkov est émis dans un cône de demi-angle θ. Le vecteur champ électrique est perpendiculaire à la surface du cône et le vecteur champ magnétique est tangent à celle-ci.



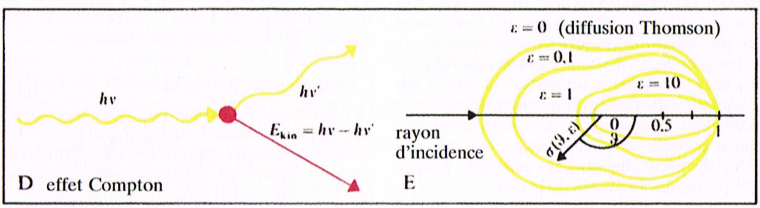
Effet photoélectrique



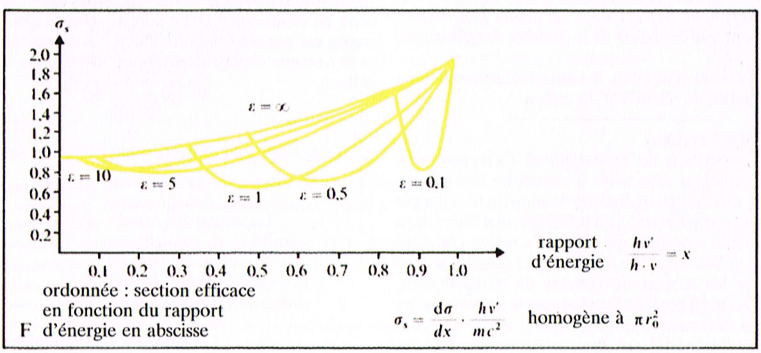
Section efficace pour l'effet photoélectrique des électrons K



Pics d'absorption dans le plomb



Distribution angulaire des diffusions Compton de quanta gamma en unité de section Thomson



Distribution énergétique des photons gamma

On désigne un rayonnement électrique riche en énergie sous le nom de **rayonnement de Röntgen** et, quand il est émis à partir d'un noyau atomique, sous le nom de **rayonnement gamma**. En traversant la matière, les quanta gamma (photons) sont en interaction avec les électrons des atomes, les noyaux atomiques et avec leurs champs électriques. Ils peuvent alors être absorbés et diffusés avec ou sans perte d'énergie. Les principaux processus durant lesquels ils perdent de l'énergie sont l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires.

Effet photoélectrique

Lors de cet effet photoélectrique, le quanta gamma est absorbé complètement par les électrons périphériques d'un atome. L'énergie des photons est transférée à un électron qui est ainsi élevé à un état excité ou expulsé complètement. Si l'énergie du photon est plus grande que l'énergie de liaison B de l'électron, ce dernier est émis avec une énergie cinétique égale à $T = h\nu - B$.

Section efficace

L'énergie de liaison de l'électron dépend du numéro atomique du noyau du matériau et du niveau d'énergie dans lequel il se trouve (voir p. 43). Comme un électron ne peut être excité que lorsque l'énergie du photon est suffisante pour l'élever à un état non occupé d'énergie de liaison faible, la courbe d'absorption ou de section efficace montre des pics caractéristiques. Ces pics correspondent aux énergies de liaison d'une couche électronique. Pour des énergies élevées, la courbe décroît fortement après passage du pic correspondant à l'énergie de liaison de la couche K qui est la plus profonde. Lorsque le numéro atomique Z du noyau augmente, la section efficace atomique augmente relativement plus que le nombre d'électrons. La section efficace croît en fonction de Z^4, ce qui prouve que l'effet photoélectrique n'est pas une interaction avec un électron individuel, mais avec tout l'atome. La position des pics K se déplace vers des énergies plus élevées en fonction de $(Z-1)^2$.

Distribution angulaire

Avec des photons de faible énergie, les électrons sont surtout émis en direction du vecteur champ électrique du rayonnement incident et perpendiculaire à la direction incidente des photons pour des énergies élevées.

Effet Compton

L'effet Compton est une diffusion inélastique d'un photon sur un électron libre. La diffusion sur des électrons liés à un noyau peut être considérée comme un effet Compton pur si son énergie de liaison est petite par rapport à l'énergie $h\nu$ du photon incident.

Lors du choc, la longueur d'onde $\lambda = \frac{c}{\nu}$ du photon est modifiée d'une grandeur qui dépend de l'angle de diffusion :

$$\Delta\lambda = \lambda_c(1 - \cos\theta_\gamma)$$

$\lambda_c = \frac{h\nu}{mc^2}$ est la longueur d'onde Compton de l'électron (m est la masse de l'électron, c la célérité de la lumière, h la constante de Planck et θ_γ l'angle de diffusion du photon gamma).

Le rapport des énergies gamma avant et après le choc est :

$$\frac{h\nu'}{h\nu} = \frac{1}{1+\varepsilon(1-\cos\theta_\gamma)}$$

ε étant le rapport de l'énergie du photon sur la masse au repos de l'électron :

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{mc^2}$$

La libération d'énergie est d'autant plus grande que l'énergie initiale et l'angle de diffusion du photon sont grands. Pour de petites énergies de photons, presqu'aucune énergie n'est libérée et la diffusion est inélastique. L'énergie cinétique est égale à l'énergie libérée par le photon gamma $h\nu - h\nu'$.

Section efficace

La section efficace d'un électron lors de diffusion Compton est décrite par la formule Klein-Nishina.

On peut déduire de cette relation la distribution angulaire, l'énergie des photons diffusés, celle des électrons par rapport à l'énergie incidente du photon et la probabilité totale de diffusion Compton.

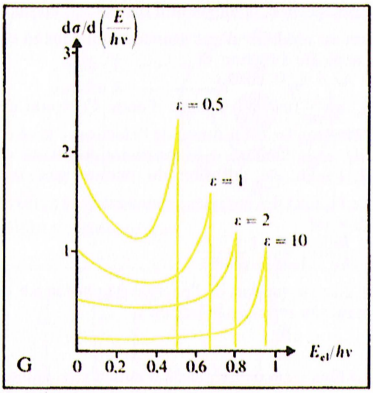
Distribution angulaire

La distribution angulaire des photons est symétrique pour une énergie petite ($\varepsilon << 1$). Pour une énergie initiale importante, la diffusion a lieu surtout vers l'avant. Les électrons sont toujours accélérés dans le demi-espace avant. Pour de petites énergies, les grands écarts de direction sont fréquents. Pour des énergies élevées incidentes, il est préférable d'avoir de très petits angles entre la direction de propagation des électrons et celle des photons incidents.

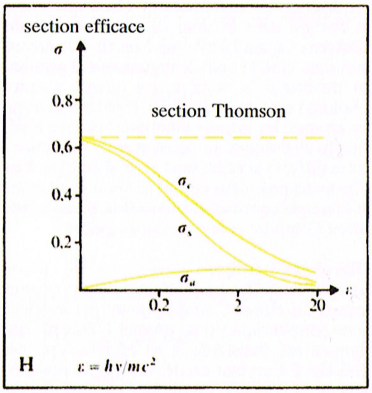
Distribution des électrons

Les photons diffusés ont une distribution énergétique qui varie de l'énergie incidente $h\nu$ jusqu'à une énergie minimale $\frac{h\nu}{1+2\varepsilon}$. Ces énergies se répartissent sur une zone étroite pour de faibles énergies incidentes et sur une grande zone pour de grandes énergies.

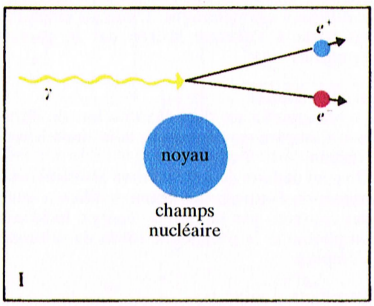
La distribution énergétique des électrons s'étend de 0 jusqu'à l'énergie maximale $E'_{max} = h\nu\left(\frac{2\varepsilon}{2\varepsilon+1}\right)$.



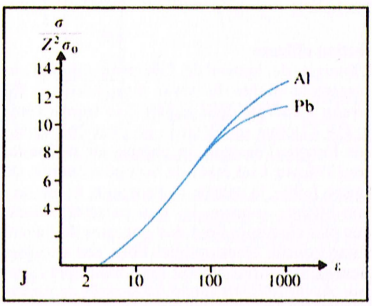
Distribution énergétique des électrons Compton



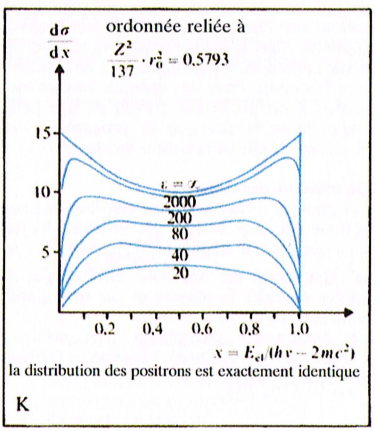
Section d'un choc σ_c, section d'une diffusion σ_s et section d'une absorption σ_a



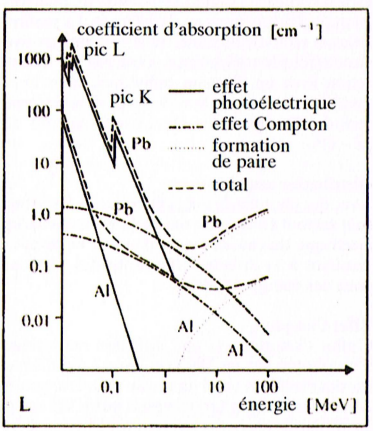
Formation de paire



Section efficace pour la formation de paire σ_0 section Thomson



Distribution énergétique des électrons par formation de paire



Coefficient d'absorption pour le rayonnement gamma dans le plomb et l'aluminium

Sections efficaces totales
On distingue la section efficace d'interaction σ_c, qui est le nombre d'interactions Compton par quantité de photons incidents (photons / cm^2), de la section efficace de diffusion σ_s, qui correspond à l'énergie de tous les photons diffusés divisée par l'énergie incidente. De même, on appelle section efficace d'absorption, la différence entre la section efficace d'interaction et la section efficace de diffusion. Les sections efficaces d'interaction et de diffusion diminuent lorsque l'énergie augmente. La section efficace d'absorption atteint un maximum pour une valeur $\varepsilon = 1$.
La section efficace par atome est fréquemment utilisée. Elle est égale au numéro atomique du noyau Z multiplié par la section efficace par électron.

Diffusion Thomson
La diffusion Thomson est la diffusion élastique des photons sur des électrons qui n'apparaît que pour de très petites énergies. La section efficace d'interaction de la diffusion Thomson est égale à :

$$\sigma_{\text{Thomson}} = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 0{,}6652 \text{ barn}$$

(1 barn = 10^{-24} cm^2)
avec $r_0 = \frac{e}{mc^2}$
Les sections efficaces de diffusion Compton sont données généralement par rapport à la section efficace de la diffusion Thomson. Elles sont toujours plus petites que la section efficace de diffusion Thomson.

Production de paires
Lorsque l'énergie des photons gamma est supérieure à la valeur $2mc^2$ = 0,022 MeV, le photon gamma peut créer, lors de l'interaction avec le champ électrique d'un noyau atomique ou avec celui d'un électron, une paire électron-positron. Celle-ci est elle-même annihilée car l'énergie excédentaire est transférée à la particule créée sous forme d'énergie cinétique.

Section efficace
La section efficace atteint, pour les énergies de rayonnement gamma, une valeur de 100 cm^2. Elle augmente avec l'énergie de manière logarithmique pour atteindre une valeur constante d'environ 1 000 cm^2. Elle est comprise dans un domaine allant de 1 à 1 000 cm^2 proportionnellement au carré du numéro atomique du noyau. Elle est habituellement donnée par la relation :

$$\bar{\sigma} = \frac{Z^2}{137} \cdot r_0^2$$

Distribution de l'énergie
La distribution de l'énergie des électrons et des positrons créés est symétrique pour les deux particules quand l'énergie disponible $h\nu - 2mc^2$ est assez grande. Dans ces conditions on peut négliger les interactions du positron et l'attraction de l'électron par le champ électrique du noyau. Pour des énergies moyennes (environ 5 – 50 mc^2), toutes les distributions d'énergie sont à peu près possibles. Pour des énergies élevées, il y a transfert d'une grande part de l'énergie sur l'une des particules.

Coefficient d'absorption pour le rayonnement gamma
Les rayons gamma ne perdent pas leur énergie comme des particules lourdes dans un processus continu, mais toujours selon un processus individuel spontané. Pour cette raison, ils n'ont pas de portée définie. Leur absorption dans un milieu suit une loi exponentielle selon l'épaisseur x de la couche traversée :

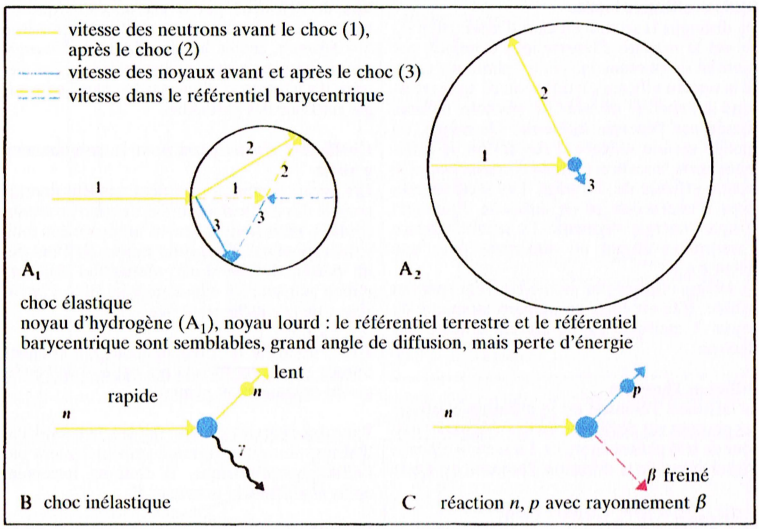
$$J = J_0 e^{-\mu x}$$

J est l'intensité du rayonnement, J_0 l'intensité initiale et μ le coefficient qui dépend de l'énergie du rayonnement gamma.

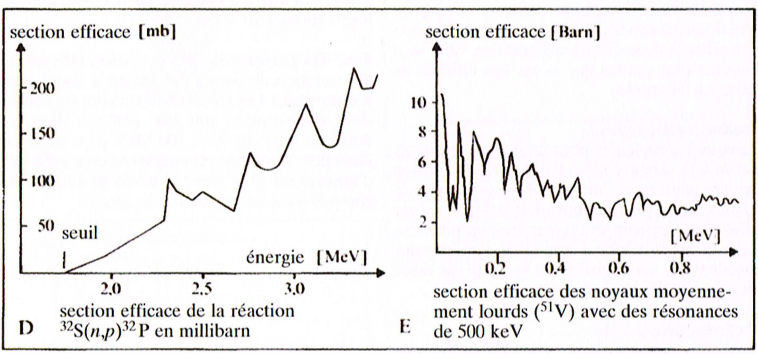
Pour des énergies gamma faibles, le coefficient d'absorption est déterminé principalement par l'effet photoélectrique. Il diminue fortement après avoir franchi le niveau K.

Pour des énergies moyennes d'environ 1 MeV, il est surtout déterminé par l'effet Compton et continue à diminuer faiblement pour des atomes légers jusqu'à 10 MeV.

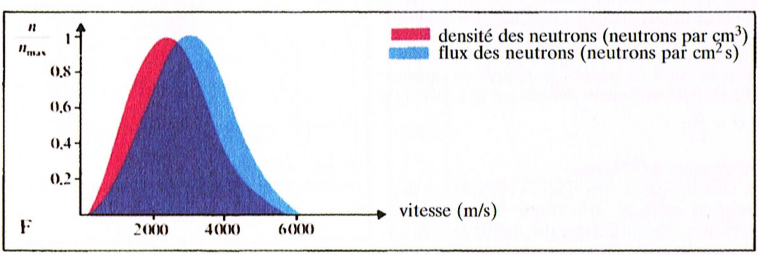
Pour des énergies élevées la section efficace de la formation de paires détermine le coefficient d'absorption. Les éléments légers ont un coefficient d'absorption minimal compris dans un domaine large de 0,1 à 100 MeV dans lequel il varie peu. Les éléments lourds ont un coefficient d'absorption plus élevé dont le minimum est compris dans un domaine plus étroit.



Perte d'énergie des neutrons



Section efficace des neutrons



Distribution des vitesses des neutrons thermiques (à température anbiante)

Les neutrons, particules non chargées, n'entrent en interaction qu'avec les noyaux de la matière. De par la faible portée des forces nucléaires, ils peuvent aussi traverser plusieurs couches, sans être gênés. Comme ils ne sont pas absorbés par le nuage électronique de l'atome, mais uniquement dans le noyau, ils peuvent être souvent diffusés avant d'être capturés et se mouvoir sur des trajectoires aléatoires. À cause des effets très différents des neutrons selon leur énergie, on les classe en différents groupes :

neutrons rapides : au-delà de 0,5 MeV
neutrons intermédiaires : 1 – 500 keV
neutrons lents : 0 – 1 000 eV

Neutrons rapides

Les neutrons rapides peuvent avoir trois sortes d'interactions avec la matière :

1. diffusion élastique sur des noyaux
2. diffusion inélastique sur des noyaux
3. réactions nucléaires avec production de particules chargées ou de neutrons supplémentaires : réactions (n, α), (n, p) et $(n, 2n)$.

Lors d'une **diffusion élastique**, la perte d'énergie par diffusion dépend fortement de la masse du noyau. Pour des noyaux lourds, presque aucune perte d'énergie du neutron n'apparaît puisque le noyau ne se met pas en mouvement. Le noyau le plus léger (hydrogène) absorbe n'importe quelle énergie jusqu'à la totalité de l'énergie du neutron. Pour cette raison, les matériaux riches en hydrogène sont les plus appropriés pour freiner les neutrons rapides.

Lors d'une **diffusion inélastique**, le noyau absorbe lui-même de l'énergie et passe dans un état excité. L'énergie d'excitation est restituée au bout d'un temps très bref (de l'ordre de 10^{-22} à 10^{-24} s) sous forme de rayonnement gamma. Le freinage des neutrons par diffusion inélastique est de ce fait défavorable car un rayonnement gamma de longue portée apparaît alors.

Réactions nucléaires

Avec des neutrons rapides, les réactions nucléaires apparaissent le plus souvent à partir d'un certain seuil d'énergie car elles utilisent l'énergie cinétique du neutron. La section efficace des réactions nucléaires augmente rapidement au-delà de ce seuil et reste ensuite constante jusqu'à ce qu'un nouveau seuil soit atteint, pour lequel une autre réaction devient possible. Souvent, une réaction nucléaire rend le noyau touché radioactif.

Neutrons intermédiaires

La physique des neutrons à vitesse moyenne est la moins étudiée car on ne dispose pas de spectromètres, ni de sources de neutrons appropriées dans ce domaine d'énergie. Les processus essentiels sont la capture de neutrons et la diffusion de neutrons. La diffusion inélastique s'effectue à des énergies où le neutron peut former un noyau composé, excité avec le noyau heurté. La section efficace indique à ces endroits des maxima marqués appelés **résonances**. Les noyaux légers ont un nombre peu élevé de résonances facilement discernables, tandis que les noyaux lourds ont de très nombreuses résonances qu'il est difficile de séparer lors de la mesure de la section efficace d'interaction.

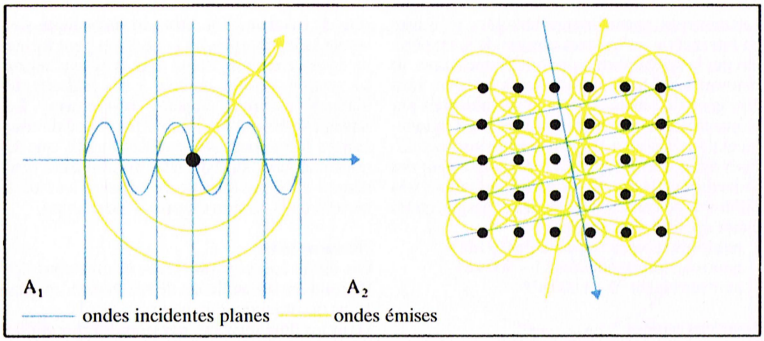
Neutrons lents

On divise les neutrons lents en neutrons épithermiques ou neutrons de résonance, en neutrons thermiques et en neutrons froids.

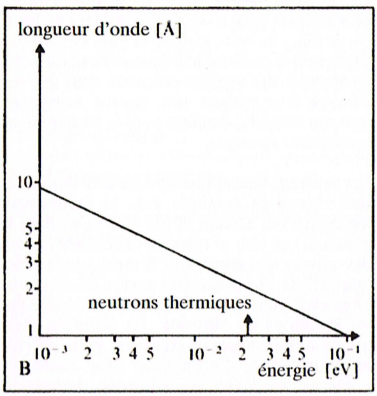
Dans les domaines des **neutrons épithermiques** (environ 1 – 1 000 eV), la section efficace des noyaux est déterminée par différentes résonances pour lesquelles cette section efficace peut s'élever jusqu'à quelques milliers de barn. De ce fait, elle varie fortement avec l'énergie et également d'un élément à l'autre. La mesure des résonances, des sections efficaces, ainsi que des niveaux énergétiques des noyaux composés, sont des aides importantes pour la recherche de la structure du noyau.

Les **neutrons thermiques** ont une distribution de leur vitesse en équilibre avec le mouvement thermique des atomes et des molécules dans le milieu. Ils ne sont ni ralentis, ni accélérés. Dans des milieux non absorbants comme par ex. l'eau lourde D_2O, ils ont une très longue durée de vie. Leur distribution dans le milieu est décrite par les équations de diffusion. La diffusion thermique des neutrons thermiques joue un rôle important dans la physique des réacteurs. L'énergie moyenne des neutrons thermiques s'élève à 0,039 eV.

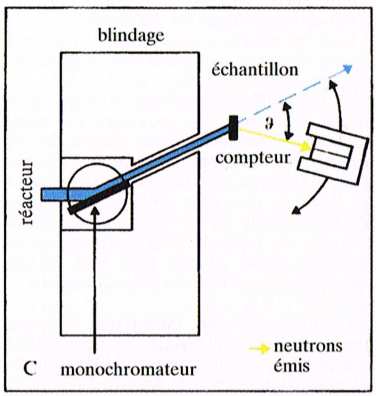
On entend par **neutrons froids** tous les neutrons qui ont une énergie inférieure à 0,026 eV. L'interaction des neutrons froids et thermiques avec la matière est essentiellement influencée par les propriétés ondulatoires des neutrons, la composition chimique et la structure cristalline de la matière.



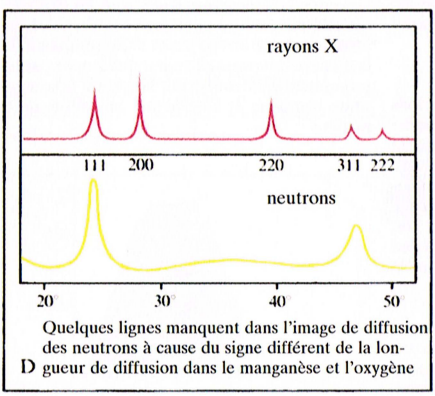
Fonction d'onde de la diffusion des neutrons sur un centre de diffusion et empilement sur un empilement cristallin sur le front d'onde



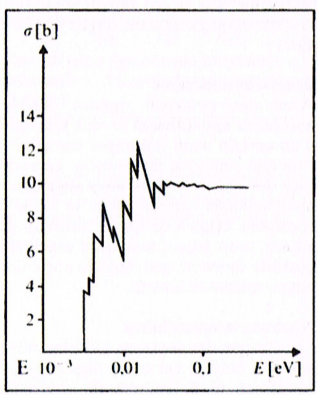
Relation énergie-longueur d'onde pour les neutrons



Spectromètre de diffraction des neutrons



Résultats des mesures de diffraction de Röntgen et des neutrons sur l'oxyde de manganèse avec des plans de réticulation adéquats



Section efficace de la diffusion sur l'oxyde de beryllium à faible énergie

Diffusion cohérente des neutrons

Les longueurs d'onde des ondes de De Broglie, des neutrons thermiques ou froids sont de même grandeur. Elles s'étendent de 1 à 100 nm et sont ainsi aussi grandes ou même plus grandes que les distances internucléaires dans la matière. De ce fait, les neutrons peuvent par ex. entrer en interaction dans des cristaux, avec plusieurs noyaux simultanément. Quand les noyaux ne sont plus discernables les uns des autres, les lois de la mécanique quantique indiquent que les probabilités de diffusion sur les différents niveaux ne doivent pas être additionnées sous la forme d'une probabilité totale de diffusion dans le cristal ; par contre leurs amplitudes de diffusion doivent l'être. Cette amplitude totale dont le carré donne la probabilité de diffusion pour des noyaux d'énergie faible est également probable dans toutes les directions. La fonction d'onde d'un rayonnement de neutrons est représentée par :

$$\Psi = e^{ikz} - \frac{a}{r}\, e^{ikr}$$

a étant la longueur de diffusion des neutrons qui est obtenue à partir de la valeur de la section efficace de diffusion $\sigma_s = 4\pi a^2$; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre d'onde ; λ est la longueur d'onde et r la distance d'interaction. Cette longueur d'onde peut être positive ou négative. Le signe de la longueur d'onde renseigne seulement sur la phase de l'onde diffusée qui n'a rien à voir avec l'intensité.

La superposition des amplitudes des ondes des différents noyaux régulièrement répartis dans les cristaux donne une valeur différente de zéro quand les ondes sont en phase. Elles se renforcent ainsi mutuellement. Cela n'est possible que dans certaines directions spatiales définies pour des nombres d'onde k déterminés à l'avance. Ainsi, la diffusion cohérente des neutrons est tout à fait analogue à la diffusion des rayons de Röntgen (rayons X) dans les cristaux. Il existe pourtant quelques différences importantes :

1. Dans un matériau constitué d'atomes lourds et légers, les interférences des rayons X des atomes légers sont le plus souvent couvertes par celles des atomes lourds. En effet, les sections efficaces du rayonnement X croissent selon le carré du numéro atomique du noyau. Elles sont pourtant aussi grandes pour la diffusion des neutrons pour tous les noyaux.
2. La longueur de diffusion des neutrons est différente pour différents isotopes, mais pas celle des rayons X.
3. Les propriétés de diffusion des neutrons dépendent de la direction du spin des noyaux et du spin des neutrons. La diffusion des rayons X est pratiquement indépendante de l'orientation de l'atome.
4. La longueur de diffusion du rayonnement de Röntgen (rayons X) est toujours positive tandis que, pour les neutrons, il existe des longueurs de diffusion positives et négatives. Pour les neutrons, la diffusion positive est plus grande, au moins pour les neutrons thermiques et froids.
5. Pour quelques éléments (par ex. le cadmium), les sections efficaces d'absorption sont relativement plus grandes que celles de diffusion, si bien que la diffusion cohérente a lieu principalement en surface.

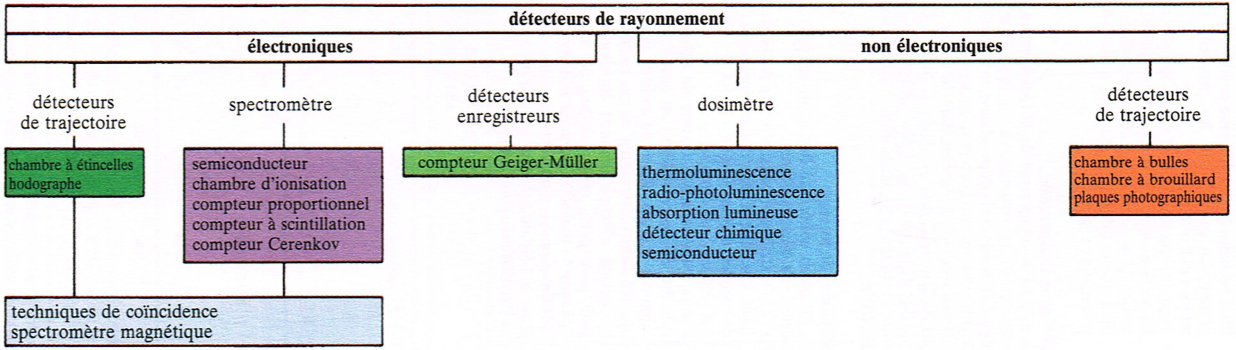
Diffusion incohérente

À cause du changement de la température des noyaux, de la structure isotopique chez un même élément, de la dépendance de la longueur de diffusion suivant l'orientation des spins et des lacunes toujours présentes dans le cristal, une diffusion incohérente est toujours superposée à une diffusion cohérente. Cette diffusion incohérente ayant une action identique dans toutes les directions.

Méthodes de mesure

La diffusion cohérente des neutrons peut être mesurée de deux manières :

1. Par la distribution angulaire des neutrons diffusés. On obtient alors des maxima aigus pour des angles θ pour lesquels la loi de BRAGG $2\,d\sin\theta = n\lambda$ est remplie.
2. Par la transmission à travers un échantillon (poudre de microcristaux) en fonction de la longueur d'onde. Pour de petites énergies, une diffusion cohérente n'est pas réalisable et la section efficace diminue fortement. On peut pour cette raison utiliser des couches épaisses de matériau polycristallin ayant une section efficace d'absorption petite afin de jouer le rôle de filtre sur un rayonnement de neutrons d'énergies diverses.



Méthodes indirectes pour particules neutres

particules	transmutation	particules chargées produites	enregistrement	spectrométrie
neutron	réaction nucléaire	proton, alpha, produit de fission	tous détecteurs	compteur à scintillation compteur proportionnel
	proton de recul	proton		plaques photographiques
rayonnement gamma	effet photoélectrique effet Compton formation de paires	électrons électrons électrons, positrons		compteur à scintillation compteur proportionnel méthodes par coïncidence
particules élémentaires éphémères	désintégrations	produit de désintégration	spectromètre	chambre à bulles chambre à brouillard plaques photographiques
neutrino	interaction faible	électron, muon	compteur à scintillation	

mesure d'énergie
mesure d'intensité
mesure de temps
mesure de trajectoire, d'énergie
mesure de trajectoire, de temps
mesure d'énergie, de temps
mesure de trajectoire, d'énergie, de temps

Les grands progrès accomplis ces derniers temps dans le domaine de la physique nucléaire et de la physique des particules élémentaires furent rendus possibles par le développement et le perfectionnement des méthodes de mesure de l'émission des rayonnements. Tous les détecteurs reposent sur l'interaction de particules chargées électriquement avec des atomes du détecteur. Les particules non chargées ne peuvent de ce fait qu'être mesurées indirectement, en créant des particules chargées.

On peut répartir grosssièrement les détecteurs en deux groupes : les méthodes de mesure **électriques** ou **électroniques** et les méthodes **non électriques**. Les appareils de mesure électroniques donnent aussitôt un signal quand une particule traverse le détecteur. Ils permettent donc une mesure précise du temps, de l'énergie, de la vitesse ou de la nature des particules à partir de la taille et de la forme du signal. En général, les détecteurs non électriques rassemblent les informations sur une plus grande période et ne permettent pas une mesure du temps. Parmi les détecteurs non électroniques, on trouve cependant ceux qui permettent des mesures précises des trajectoires des particules, ainsi que la répartition énergétique des produits de réaction de différentes réactions de noyaux ou de particules.

Détecteurs électroniques
On distingue plusieurs catégories de détecteurs : les détecteurs enregistreurs qui indiquent seulement quand une particule traverse le détecteur, les spectromètres, qui indiquent aussi l'énergie de la particule et les détecteurs de trajectoire, qui donnent une mesure de la position de la particule dans le compteur. Le seul compteur enregistreur encore utilisé est le célèbre compteur Geiger-Müller. Tous les autres détecteurs électroniques sont des spectromètres ou des détecteurs de trajectoire. Toutefois, les spectromètres peuvent servir de détecteurs enregisteurs si l'on n'utilise pas l'information de la forme du signal et de son amplitude.

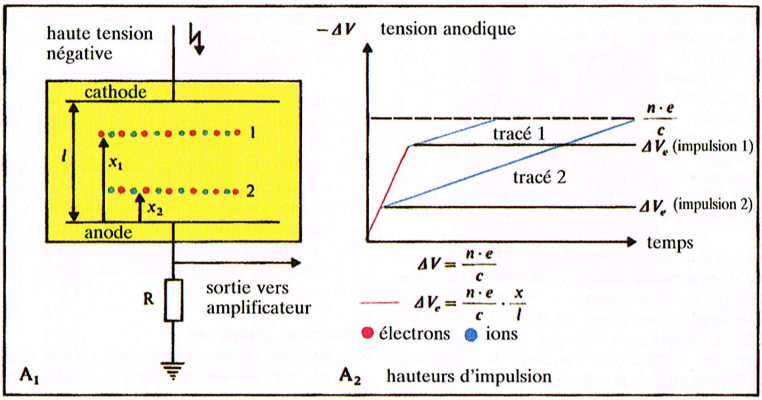
Spectromètre
Les principaux détecteurs utilisés en spectrométrie sont le compteur proportionnel, la chambre d'ionisation, le compteur à semiconducteur, le compteur à scintillation et le compteur Cerenkov. Les trois premiers reposent sur le fait que l'impulsion électrique due à la séparation de charge lors de l'ionisation est renforcée de manière appropriée et enregistrée. Avec le compteur à scintillation, on mesure l'intensité de la lumière qui apparaît lorsque les électrons émis par la particule ou libérés par l'atome retournent dans leur état fondamental. Avec le compteur Cerenkov, on mesure le rayonnement Cerenkov de particules plus rapides que la vitesse de la lumière dans la matière du compteur. On mesure donc la vitesse et non l'énergie.

Détecteurs de trajectoire ou à visualisation
La chambre à étincelles est un détecteur de trajectoire. Elle crée un arc lumineux à l'endroit où une particule s'est infiltrée. On peut aussi considérer comme détecteurs de trajectoire ce que l'on appelle des hodographes. Ils se composent d'un grand nombre de petits détecteurs qui brillent lors du passage de la particule. La répartition des étincelles lumineuses est photographiée.

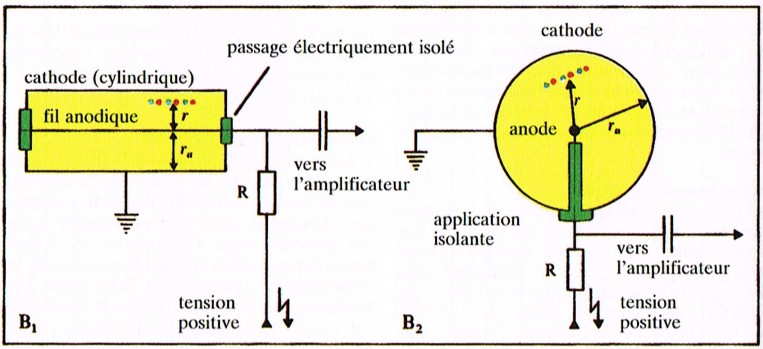
Installations complexes
En combinant plusieurs détecteurs, on peut souvent obtenir des informations beaucoup plus précises. Ainsi, grâce à des branchements en coïncidence, on peut constater qu'une particule traverse plusieurs compteurs à la fois et mesurer ainsi sa trajectoire. On peut également dévier des particules à l'aide de champs magnétiques et déterminer leur énergie à partir de la courbure de la trajectoire obtenue dans les détecteurs à visualisation.

Détecteurs non électroniques
Il existe deux groupes essentiels de détecteurs non électroniques : les détecteurs de visualisation et les dosimètres. Les dosimètres enregistrent l'intensité totale du rayonnement durant une période longue. On y mesure les changements des propriétés de la matière dus au rayonnement comme, par exemple, l'absorption de la lumière, la composition chimique, la conductibilité, etc. Ils sont utilisés principalement pour la protection des personnes et pour les mesures techniques.

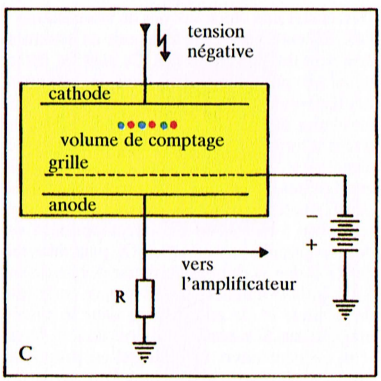
Détecteurs non électroniques de visualisation
Les détecteurs non électroniques de visualisation sont des spectromètres. Ce sont les détecteurs les plus importants dans la recherche fondamentale de la physique nucléaire et des particules élémentaires. On y rend visibles les traces d'ionisation de particules chargées électriquement. Cela s'opère par condensation de gouttelettes d'eau dans la chambre à brouillard, par formation de bulles le long de la trace (chambre à bulles) ou par développement sur des plaques photographiques. On peut déterminer l'énergie, la charge et la masse des particules à partir de la longueur de la trace, de la densité de la trace et de sa courbure dans le champ magnétique. Si la réaction se situe dans le détecteur, on peut suivre précisément les propriétés de toutes les particules qui en font partie (en dehors de celles qui ne sont pas chargées).



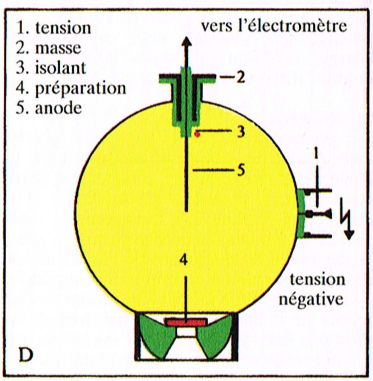
Chambre d'ionisation avec des traces d'ionisation à différentes positions x de l'anode et hauteurs d'impulsion



Chambre d'ionisation cylindrique et sphérique



Chambre à grille (schématique)



Chambre d'ionisation pour la mesure de l'activité radioactive

Lors de la traversée de particules chargées à travers un gaz, les atomes du gaz s'ionisent. Les **chambres d'ionisation** servent à mesurer avec précision cette ionisation et à étudier la particule responsable de ce phénomène.

Principe de fonctionnement

Une chambre d'ionisation se compose d'un volume de gaz situé entre deux électrodes sur lesquelles on applique une tension comprise entre 100 et 1000 V. Les électrons formés se déplacent vers l'anode (électrode positive) et les ions chargés positivement vers la cathode (électrode négative) en traversant le champ électrique dans le volume de gaz. On peut alors mesurer soit la variation de tension provoquée au niveau des électrodes par une seule particule ou encore le courant moyen dû au transport entre les électrodes des ions et des électrons produits.

Exploitation de l'ionisation

Il existe des mesures très précises et des formules théoriques sur la perte d'énergie par unité de longueur du chemin parcouru par les particules chargées. Le nombre de paires d'ions formés ne dépend pas seulement de l'énergie fournie mais aussi du gaz utilisé. En effet, les énergies d'ionisation sont différentes suivant les gaz et, en outre, une partie de l'énergie est utilisée pour l'impulsion d'électrons atomiques sans séparation de charge. La mesure précise de l'énergie par paire d'ions formés est de ce fait la base de toute mesure d'énergie avec des chambres d'ionisation. Les valeurs mesurées sont de l'ordre de 25 à 40 eV par paire. Elles sont indépendantes de l'énergie de la particule incidente dans une marge de 0,5%. La charge est de ce fait proportionnelle à l'énergie de la particule.

Chambres d'ionisation à impulsion

Le fonctionnement d'une chambre de ce type peut être expliqué à partir de l'exemple d'une chambre dotée d'armatures en regard, formant un condensateur dans lequel règne un champ électrique homogène. Le condensateur est relié à une plaque de tension élevée, l'autre côté étant relié à la terre par l'intermédiaire d'une résistance très élevée.

Après l'ionisation, les charges s'écartent les unes des autres. Il apparaît alors une variation de tension par influence au niveau de la cathode reliée à la terre. Cette variation de tension est proportionnelle au nombre d'ions. Comme les électrons se déplacent environ 1 000 fois plus vite que les ions, l'impulsion de tension augmente d'abord rapidement jusqu'à ce que tous les électrons soient rassemblés, puis lentement jusqu'à ce que les ions aussi soient rassemblés. Le potentiel d'ionisation total est alors :

$$V = n \cdot \frac{e}{C}$$

n étant le nombre de paires d'ions, e la charge élementaire et C la capacité de la chambre.

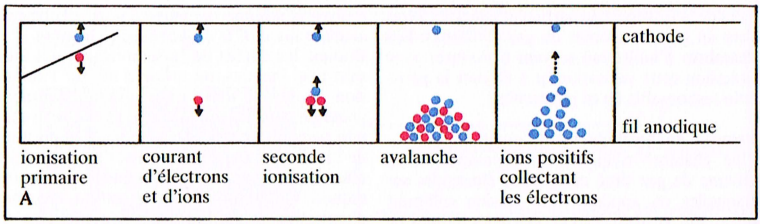
Comme les durées de rassemblement des ions sont trop longues, on essaie d'utiliser l'impulsion rapide des électrons pour déterminer l'énergie. Son intensité dépend en outre du chemin parcouru par les électrons et de la position de l'ionisation dans la chambre ; on peut donc effectuer des mesures par impulsions électroniques. On utilise fréquemment la chambre d'ionisation cylindrique dans laquelle l'anode est formée d'un fil fin placé dans l'axe de la cathode cylindrique. Le champ électrique se concentre alors à proximité du fil et le pic d'impulsion électronique est alors uniquement proportionnel au logarithme de la distance au fil de l'anode. On utilise aussi des chambres en forme de boules dans lesquelles, avec une anode suffisamment petite, les impulsions électoniques ne dépendent pratiquement pas du lieu d'ionisation.

Chambres à grilles

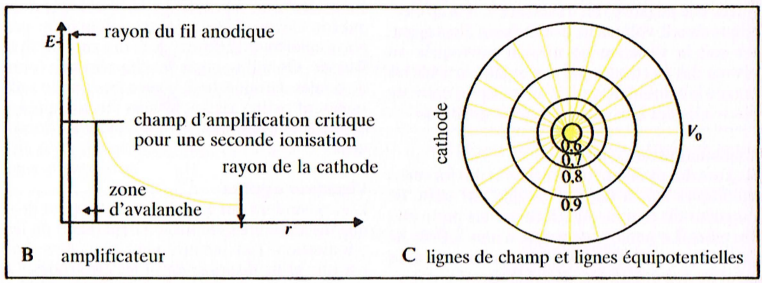
L'inconvénient des chambres planes vient de ce que les hauteurs d'impulsion dépendent du lieu d'ionisation. Cet inconvénient peut être évité par une grille disposée entre les électrodes. On fait passer une tension constante sur la grille de telle sorte que les charges issues du compteur sur l'un des côtés de la grille ne peuvent pas avoir d'effet d'influence sur l'électrode de rassemblement située de l'autre côté. L'influence sur l'électrode de rassemblement a lieu seulement entre la grille et l'électrode où aucun rayonnement ne doit parvenir.

Chambres d'ionisation à courant

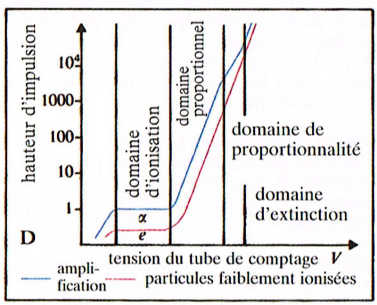
On utilise des chambres à courant pour mesurer l'activité des rayonnements alpha ou bêta, ou encore pour mesurer des intensités constantes ou variables de rayonnement X ou gamma. Lors de mesures d'activité, l'échantillon est dans une chambre qui devra être assez grande pour que toutes les particules émises soient freinées à l'intérieur de la chambre. Lors des mesures d'activité bêta, la portée élevée des électrons donne souvent lieu à de grandes difficultés. On obtient soit des volumes trop importants, soit des pressions trop fortes. C'est pourquoi on utilise pour les rayonnements bêta des mesures relatives, en mesurant le courant par activité avec des échantillons connus. Pour les rayonnements X ou gamma, on effectue également des mesures relatives.



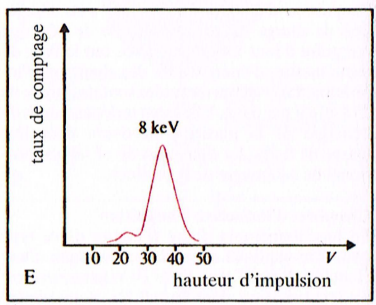
Formation d'avalanches dans un compteur proportionnel



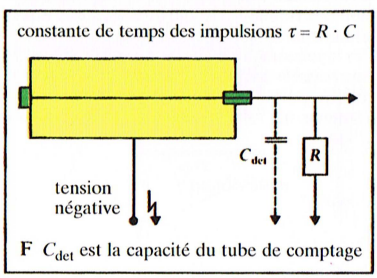
Champ électrique dans le tube de comptage



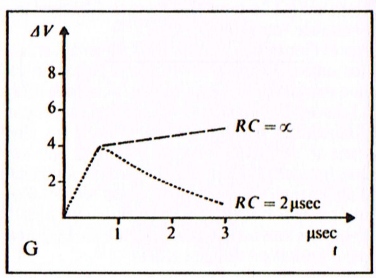
Hauteur de l'impulsion par rapport à la tension appliquée dans les tubes de comptage



Étalonnage des tubes de comptage avec la radiation K du ^{65}Zn (8 keV)



Résistance et constante de temps dans un tube de comptage



Hauteur d'impulsion avec une résistance infinie et conforme

Les chambres d'ionisation à impulsion ne fournissent que de faibles signaux pour de petites énergies de particules, si bien qu'il est nécessaire d'avoir une amplification ultérieure élevée. On remédie à cet inconvénient par le **compteur proportionnel**. Il se compose d'un tube cylindrique avec, en son milieu, un fil constituant l'anode. On choisit une tension très élevée : ainsi, les électrons formés lors de la première ionisation sont propulsés si fortement sur l'axe du fil de l'anode qu'ils peuvent déclencher d'autres ionisations. Il se produit de ce fait une avalanche qui conduit à une impulsion plus grande sur l'anode.

Coefficient d'amplification du gaz
Avec le compteur proportionnel, l'élévation de la tension sur l'anode est égale à :

$$\Delta V = A \cdot n \cdot \frac{e}{C}$$

n étant le nombre de paires d'ions, e la charge élémentaire, C le coefficient d'amplification du tube de comptage.
A est le coefficient d'amplification du gaz, lequel dépend de la nature du gaz, de la géométrie du tube de comptage et surtout de la tension que l'on applique. Il est cependant indépendant du nombre n de paires d'ions formés.

Dans le tube de comptage de forme cylindrique, le champ électrique croît fortement à proximité du fil de l'anode. Les électrons qui se déplacent vers l'anode ne peuvent déclencher d'autres ionisations que s'ils atteignent leur énergie d'ionisation sur un parcours libre, entre deux chocs avec les atomes du gaz. La section efficace de l'ionisation augmente à partir de ce seuil, de manière à peu près linéaire en fonction de l'énergie des électrons. La formation d'avalanches ne se produit de ce fait qu'à proximité du fil de l'anode. Le nombre d'électrons formés et l'amplification du gaz croissent de manière à peu près exponentielle avec la tension appliquée au tube de comptage. On pose alors les conditions :

1. Il n'apparaît aucun photon qui pourrait libérer de nouveaux électrons dans le gaz ou la paroi.
2. La recombinaison des ions est faible.
3. Aucun électron n'est libéré par les ions positifs sur la cathode.
4. Le champ électrique n'est pas modifié par les ions positifs.

Domaine de proportionnalité
Pour les gaz rares et les gaz parfaits diatomiques, on atteint en général des amplifications de gaz de 100 et une croissance très rapide en fonction d'une diminution de pression ou une augmentation de tension. Cela entraîne des exigences élevées pour la constance de la source de tension (en effet, les photons formés libèrent des électrons secondaires sur la paroi du tube de comptage).

En ajoutant des gaz organiques à atomes multiples (par ex. le méthane), on parvient à ce que les photons soient absorbés et élargissent le domaine de proportionnalité jusqu'à environ $A = 10^4$ avec une faible dépendance de la tension appliquée. Avec ces augmentations, on peut mesurer correctement l'énergie de rayonnement bêta entre 1 et 100 keV environ. Pour étalonner les tubes de comptage, on utilise les rayonnements X dans le compteur à l'aide de l'effet photoélectrique.

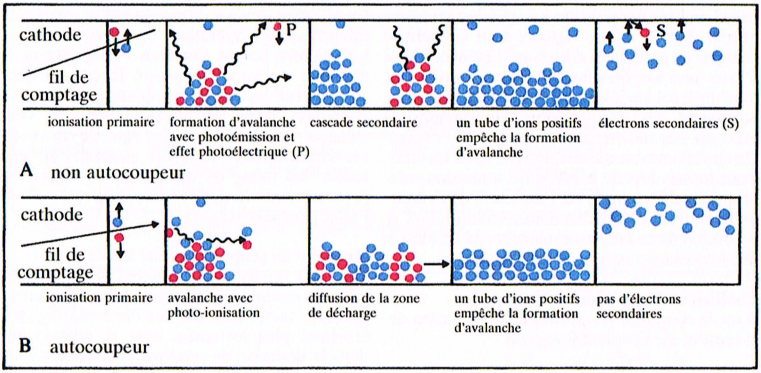
Domaine de proportionnalité limité
Pour des tensions trop élevées appliquées au tube de comptage, les impulsions d'ionisation primaire faible (par ex. des électrons rapides) croissent plus fortement avec la tension que dans le domaine de proportionnalité. En comparaison, les impulsions d'une forte ionisation (par ex. de particules alpha) sont trop faibles. Cela est dû à la formation de photons dans le gaz.

Forme de l'impulsion ou hauteur d'impulsion
La séparation de la charge a lieu dans le compteur proportionnel, non pas à l'endroit de l'ionisation primaire, mais dans l'avalanche, à proximité immédiate du fil de l'anode. C'est pourquoi la participation des électrons dans l'impulsion est semblable à celle de la chambre d'ionisation cylindrique :

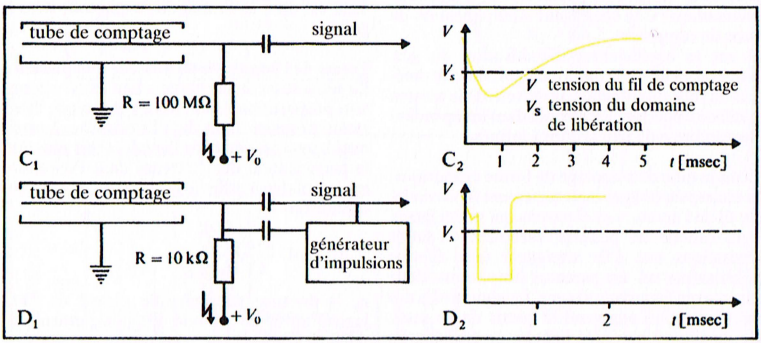
$$\Delta V_e = A \cdot \frac{n \cdot e}{C} \cdot \frac{\ln \frac{r_0}{r_1}}{\ln \frac{r_a}{r_i}}$$

r_0, la distance du centre de gravité de l'avalanche au fil de l'anode, est indépendante du point de traversée de la particule primaire.

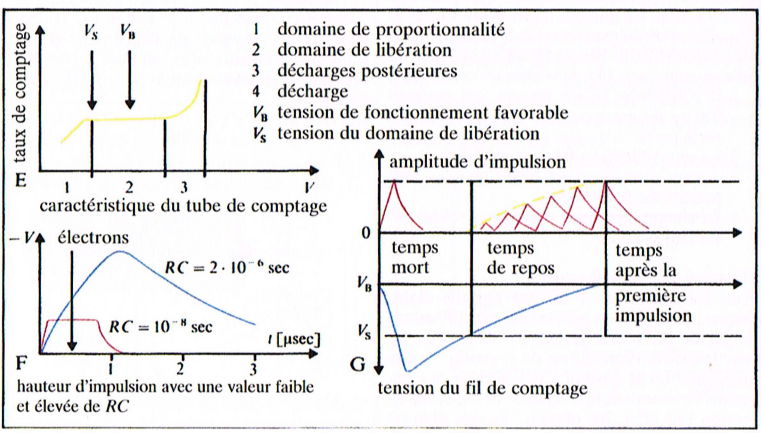
Si l'on choisit la résistance de charge R de telle sorte que la constante de temps RC (C est la capacité du compteur) soit plus grande que l'impulsion ionique, on mesure seulement l'impulsion électronique à cette résistance de charge.



Décharge dans le tube de comptage



Branchements d'interruption des tubes de comptage



Caractéristique du tube de comptage et hauteur d'impulsion

Domaine d'émission

Dans un compteur proportionnel, l'avalanche de décharge s'étend du point de départ de l'ionisation primaire en direction des lignes de champ vers le fil de l'anode. Si on élève encore la tension du tube de comptage, davantage de photons sont formés. Ces photons provoquent une dispersion latérale de la décharge dans tout le tube de comptage, en formant des photoélectrons et ainsi d'autres centres de décharge dans le tube. La quantité de charge transportée par la décharge n'est plus qu'une fonction de la tension du tube et de sa dimension, et ne dépend plus du nombre d'ions formés de manière primaire. Ce fonctionnement a l'avantage de mettre en évidence les très faibles ionisations (jusqu'à une seule paire d'ions). En revanche, l'information sur la perte d'énergie de la particule est perdue.

Compteurs non autocoupeurs

Dans les tubes de Geiger-Müller, le gaz de remplissage est composé de gaz à un ou deux atomes, c.-à-d. des gaz rares, de l'air, du dihydrogène ou autre. Dans ces gaz, les photons formés ont une très grande portée et les photoélectrons sont libérés essentiellement dans les parois du tube de comptage. La décharge s'étend alors très rapidement à travers l'ensemble du tube. Comme les avalanches ne se forment qu'à proximité du fil de l'anode, en peu de temps le fil est enveloppé d'une gaine d'ions positifs. Cela évite que la décharge ne continue à monter, tout en protégeant le champ électrique. Si cependant les ions positifs atteignent la cathode, ils peuvent y libérer des électrons secondaires conduisant à de nouvelles décharges sur le fil à nouveau libre. Sans intervention extérieure, un tube de comptage ne s'éteindrait pas de lui-même et continuerait à se décharger de manière continue, après la première ionisation. Pour interrompre ce processus, on peut utiliser une très grande résistance pour le fil de telle sorte que la tension chute brutalement, ou baisser brièvement la tension après chaque impulsion enregistrée : ainsi, elle tombe au-dessous de la tension limite du domaine de décharge. Dans le premier cas, l'impulsion est très longue (grand RC), dans le second, il faut prendre en considération que le tube de comptage est débranché pendant la période de rassemblement des ions positifs.

Compteurs autocoupeurs

On améliore considérablement le tube à émission en ajoutant des vapeurs polyatomiques au gaz du compteur (par ex. de l'éthanol). Les photons sont fortement absorbés dans ces vapeurs. La portée moyenne s'élève à seulement 0,8 mm pour une pression de 15 torr en vapeur d'éthanol. De ce fait, la formation de photoélectrons n'a lieu qu'à proximité de l'avalanche primaire et la décharge ne se propage que le long du fil. La vitesse de propagation de la gaine de décharge s'élève à environ 10^6 à 10^7 cm/s. Si la décharge s'est répandue à travers tout le compteur, les ions positifs empêchent la décharge d'augmenter. À la différence des compteurs non autocoupeurs, les ions parvenant à la cathode ne peuvent pas libérer d'électrons secondaires dans ce type de compteurs comportant un supplément de gaz. Les ions parvenant à la cathode sont essentiellement des ions du supplément de gaz. Les ions à un ou deux atomes du gaz de remplissage libèrent leur charge, lors des chocs le long du fil vers la cathode, sur les molécules de vapeur d'éthanol. Les molécules de vapeur ionisées sont trop lourdes pour libérer des électrons.

Caractéristique du tube de comptage

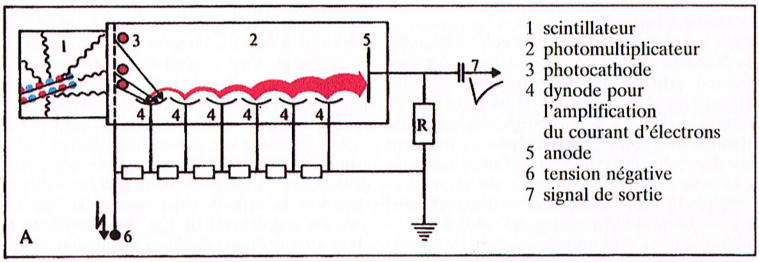
Par caractéristique du tube de comptage, on entend la courbe du nombre d'impulsions par rapport à la tension appliquée. Depuis le début du domaine de libération, le nombre d'impulsions est constant pour un domaine de tension plus ou moins vaste, puis il augmente. On appelle **palier de comptage** ce domaine constant. Ce tube est actionné par une tension se situant le plus possible au milieu de ce domaine. Si la tension est supérieure à la tension du palier, il existe une certaine probabilité pour que les électrons secondaires soient libérés par les ions dans les tubes des compteurs autocoupeurs. Cette probabilité augmente rapidement lorsque la tension croît, de telle sorte que l'échelonnement de l'impulsion augmente fortement de l'autre côté du palier. Avec des tensions appliquées au tube encore plus élevées, une décharge continue s'installe.

Hauteur d'impulsion

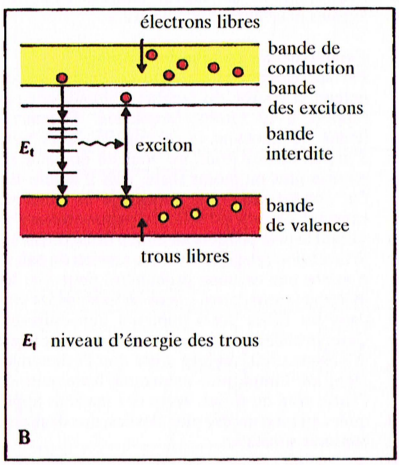
La décharge dans le tube de comptage de déclenchement s'étale le long du fil, avec une vitesse presque constante. Pendant cette diffusion, une courte impulsion de tension est induite sur le fil, à cause du mouvement des électrons, tandis que les ions se meuvent encore à peine. La montée d'impulsion plus lente qui a lieu ensuite vient de ce que les ions positifs bougent vers la cathode. Ainsi, les électrons fixés sur le fil par la charge positive des ions sont libérés. La croissance liée aux ions dépend du point de l'ionisation primaire. Elle est plus lente pour des points situés au bord du tube plutôt qu'au milieu.

Temps mort et temps de repos

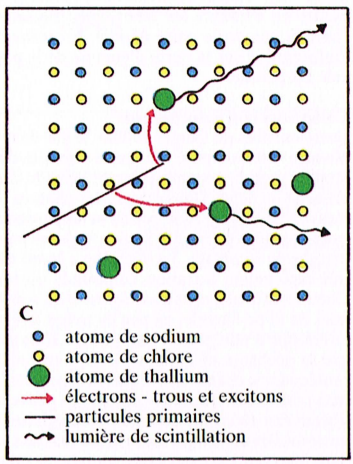
Après une impulsion, un tube est insensible pendant un court moment puisque aucune avalanche nouvelle ne peut se produire. Ensuite, pendant le temps de repos, les impulsions sont plus petites que la normale jusqu'à ce que tous les ions soient rassemblés sur la cathode. Le temps mort est d'environ 10^{-5} s et diminue lorsque la tension croît.



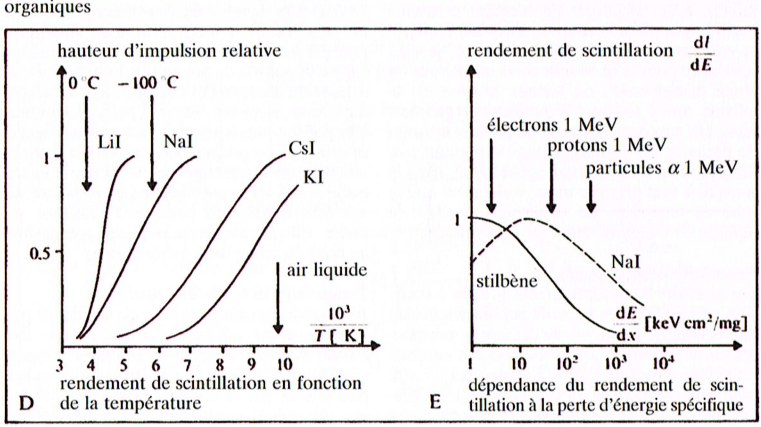
Organisation d'un compteur à scintillation



Modèle des bandes pour les scintillateurs organiques



Modèle de scintillation avec NaI



Rendement de scintillation

Principe de fonctionnement

Le fonctionnement des **compteurs à scintillation** repose sur le fait que certains corps solides transparents, certains liquides ou gaz sont excités par rayonnement ionisant et émettent de brèves émissions de lumière. Ces émissions de lumière dans le sulfide de zinc ont été déjà utilisées par RUTHERFORD pour mettre en évidence l'existence de particules alpha.

Les compteurs à scintillation ont commencé à servir d'appareils de mesure en physique nucléaire grâce au développement d'appareils très sensibles mettant en évidence la présence de faibles impulsions de lumière. Ces appareils sont appelés des **photomultiplicateurs**.

Un compteur à scintillation moderne se compose d'un scintillateur qui émet un éclair de lumière dont l'intensité est une fonction de l'énergie fournie, d'un photomultiplicateur qui transforme l'éclair de lumière en impulsion de tension ou de courant et en même temps le renforce, d'amplificateurs et d'appareils de comptage. Comme l'impulsion à la sortie est proportionnelle au signal lumineux, le compteur à scintillation s'utilise comme le compteur proportionnel, en spectromètre.

Le compteur à scintillation présente nombre d'avantages :

1. Les impulsions de lumière dans le scintillateur sont très rapides. On peut faire des mesures de temps d'une précision d'environ 10^{-10} s avec de bons scintillateurs, contre 10^{-6} s pour des compteurs proportionnels.
2. Grâce à la densité élevée du matériau du scintillateur, on peut déjà freiner au niveau du détecteur les particules d'énergie très élevée et de faible ionisation. On a construit des scintillateurs de plus d'un mètre cube de contenu. De plus, le détecteur peut avoir n'importe quelle forme sans que la hauteur d'impulsion n'en soit vraiment influencée.
3. Le compteur à scintillation est indispensable pour la mise en évidence de particules et pour la spectrométrie gamma. Grâce à la grande portée du rayonnement gamma, riche en énergie, la probabilité d'absorption dans un détecteur à gaz est le plus souvent trop faible pour la mesure.
4. La décroissance de l'émission lumineuse de la scintillation dépend dans de nombreux scintillateurs de la densité d'ionisation. De ce fait, on peut mesurer, avec une seule scintillation, l'énergie à partir de la hauteur d'impulsion et la nature des particules libérées lors du transit.

Théorie de la scintillation

À ce jour, on ne peut qu'imaginer un modèle pour les processus qui conduisent de l'ionisation d'un atome-scintillateur à l'émission d'un ou plusieurs photons. Il n'existe pas encore de théorie exacte pour calculer à l'avance les propriétés d'un scintillateur.

À cause des processus très différents, on répartit les scintillateurs en deux groupes, les scintillateurs inorganiques (cristaux ioniques) et organiques.

Scintillateurs inorganiques

Le comportement des cristaux ioniques est décrit par le schéma des bandes. Les électrons ne peuvent séjourner que dans certaines bandes d'énergie autorisées. La bande supérieure (bande de valence), complètement occupée, est séparée de la bande libre la plus basse par une bande interdite d'environ 7 eV de large. Grâce à une particule chargée, les électrons sont élevés de la bande de valence à la bande de conduction (*gap*). Les trous restants et les électrons dans la bande de valence peuvent se déplacer librement. La réunion d'un électron libre avec un trou avec émission de lumière est très invraisemblable.

Les émissions lumineuses de scintillation sont surtout émises au niveau des trous ou des atomes étrangers. Grâce à ces trous, les niveaux électroniques sont créés à l'intérieur de la zone interdite entre la bande de valence et la bande de conduction. Les électrons venant de la bande de conduction sont capturés, avec émission de lumière dans la bande de valence.

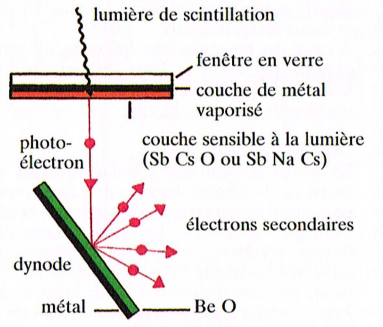
En plus des paires électron-trou, se forment des **excitons**. Ce sont des paires qui ont un peu moins d'énergie et qui de ce fait sont encore moins liées l'une à l'autre. Les excitons peuvent aussi se recombiner sans présence de trous et émettre ainsi un rayonnement ultraviolet.

Les cristaux d'ions les plus fréquemment utilisés sont les iodures de métaux alcalins LiI, NaI, KI, CsI, activés par du thallium. Pour tous les cristaux, l'intensité lumineuse augmente et la durée de la scintillation diminue avec une baisse de la température.

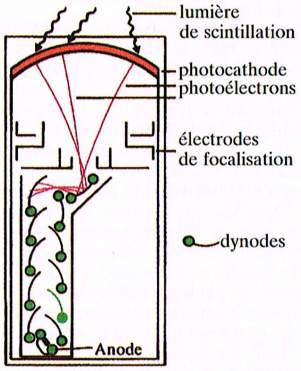
Scintillateurs organiques

Dans les scintillateurs organiques, le réseau cristallin n'intervient que dans une part infime de la scintillation de telle sorte que les propriétés de la scintillation sont tout à fait indépendantes, qu'il s'agisse d'un cristal, d'un liquide ou d'une matière plastique.

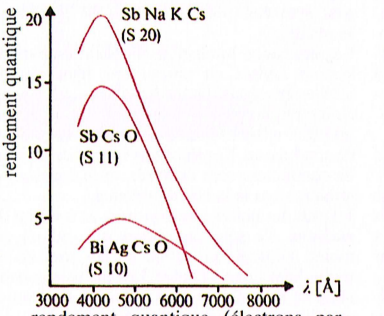
Dans les cristaux organiques, les niveaux d'énergie sont si peu répandus que les spectres d'émission des scintillateurs sont encore semblables aux spectres des molécules.



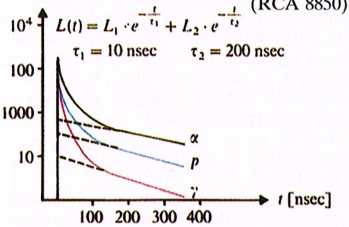
F transformation des impulsions lumineuses en signaux électriques dans le photomultiplicateur



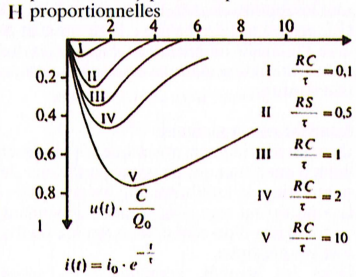
G structure d'un photomultiplicateur (RCA 8850)



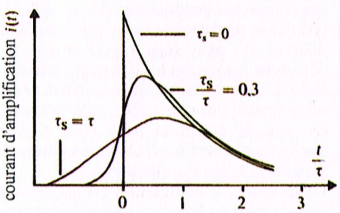
H rendement quantique (électrons par photon × 100) pour des photocathodes proportionnelles



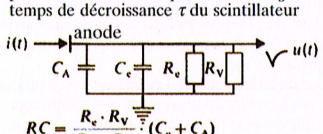
I courbes de décroissance pour les particules α, les protons, les rayonnements γ dans le stilbène



K forme et hauteur des impulsions de sortie du compteur à scintillation pour un rapport différent de RC avec le temps de décroissance du scintillateur



J parcours du courant sur l'anode pour un rapport différent du temps de transit τ_S et du temps de décroissance τ du scintillateur



C_A capacité de l'anode
C_e condensateur
R_e résistance
R_V résistance d'entrée de l'amplificateur

L couplage du photomultiplicateur

Pour transférer l'énergie vers la molécule rayonnante, on admet deux mécanismes :
1. Le transfert s'effectue par un rayonnement émis et absorbé en différents endroits du scintillateur.
2. Le transfert s'effectue sans rayonnement, par diffusion ou par interactions dipôles électriques entre les molécules.

Par rapport aux scintillateurs inorganiques les scintillateurs organiques ont un temps de réponse court, ce qui rend les mesures plus précises.

Les **scintillateurs liquides** sont des solutions organiques. L'énergie transmise à la solution par le rayonnement anime tout d'abord les molécules du solvant qui, normalement, ne scintille pas. L'énergie est transmise alors sur les molécules d'une autre matière dissoute en faible concentration. Une partie de l'énergie rayonne sous forme de lumière à partir de ce matériau. De ce fait, la lumière provenant de la scintillation n'est pas absorbée par le solvant.

Les **scintillateurs plastiques** sont également des solutions dans lesquelles le solvant est une substance solide polymérisée, ce qui rend leurs propriétés très proches de celles des scintillateurs liquides.

Photomultiplicateurs
Le photomultiplicateur sert à créer des impulsions électriques à partir de faibles éclairs de lumière du scintillateur. Il se compose d'une photocathode, de 8 à 14 dynodes et d'une anode qui se trouve dans un tube où règne un vide poussé.

La **photocathode** se compose de mélanges d'oxydes comme par ex. SbCsO ou BiAgCsO, à partir desquels des électrons particulièrement légers peuvent être expulsés par effet photoélectrique. Cette couche sensible à la lumière se trouve sur une couche de métal mince et transparente à travers laquelle les électrons sont émis.

Les **dynodes** servent à renforcer le flux d'électrons par émission d'électrons secondaires. Lorsqu'un électron accéléré rencontre la dynode dans le champ électrique, entre dynode et cathode ou entre deux dynodes, le flux d'électrons est renforcé d'un facteur 3 ou 4. Ainsi, pour un multiplicateur de 10 dynodes, on obtient un renforcement d'un facteur de 10^6.

Les électrons sont rassemblés sur l'**anode** et ils engendrent une impulsion de tension négative. Des électrons secondaires émis ne peuvent plus la quitter parce qu'ils sont maintenus par le potentiel positif.

Hauteur d'impulsion ou forme d'impulsion
La forme des impulsions électriques dépend de trois grandeurs à la sortie du compteur à scintillation :
1. du temps de transit de la scintillation.
2. de la dispersion du temps de transit à travers le photomultiplicateur.
3. du couplage du photomultiplicateur avec l'amplification suivante, c.-à-d. de la constante de temps $\tau = RC$ qui a pour origine la résistance de l'anode, la résistance d'entrée en parallèle R, la capacité de l'anode et un condensateur branché éventuellement en parallèle.

L'émission lumineuse a lieu aussitôt avec une hauteur d'impulsion élevée et décroît normalement de manière exponentielle :

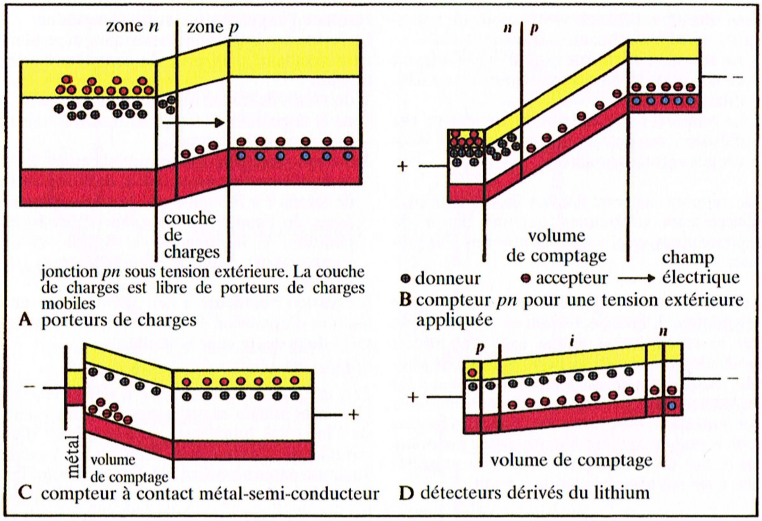
$$L(t) = L_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$L(t)$ est l'intensité lumineuse à une date t, L_0 l'intensité initiale et τ le temps de décroissance de l'intensité lumineuse caractéristique d'un scintillateur. Ces temps de décroissance vont de quelques nanosecondes (10^{-9} s) pour les scintillateurs plastiques à quelques microsecondes pour les scintillateurs organiques. Certains cristaux possèdent aussi deux temps de décroissance différents :

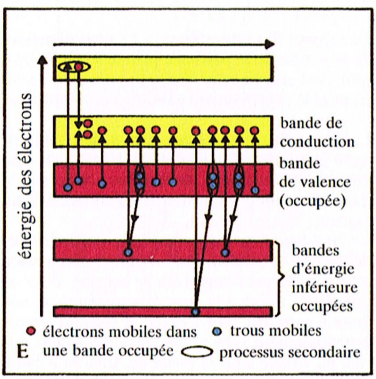
$$L(t) = L_1 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_1}} + L_2 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_2}}$$

Le rapport des intensités L_1 / L_2 peut dépendre de la nature de la particule primaire. Cette propriété est utilisée pour distinguer par ex. les neutrons et le rayonnement gamma dans le stilbène.

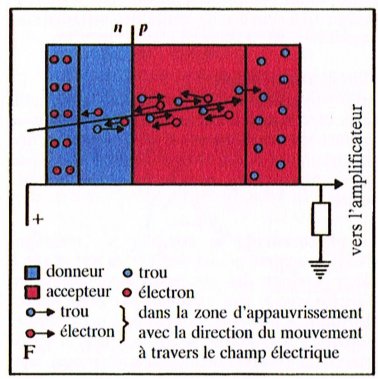
La dispersion du temps de transit des électrons dans le photomultiplicateur conduit à ce que l'anode et l'impulsion de courant n'aient pas la même hauteur d'impulsion que l'émission lumineuse.
Le couplage à la sortie du photomultiplicateur détermine la hauteur de l'impulsion de tension qui est créée par l'impulsion de courant. Pour un grand RC, c.-à-d. une grande résistance ou une grande capacité, ou les deux, le courant circule principalement vers le condensateur tandis que rien ne circule dans le guide de lumière à cause de la résistance. La tension du condensateur est proportionnelle à la charge totale. Ces grandes constantes de temps sont les mieux appropriées pour mesurer l'énergie.



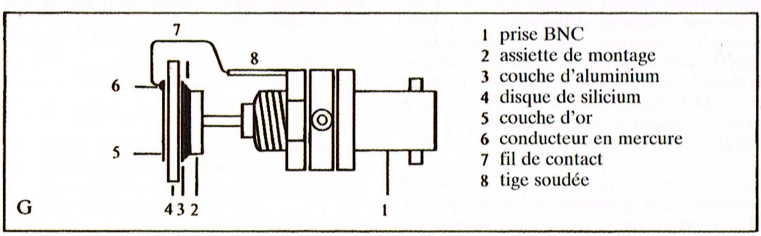
Présentation du modèle des bandes dans un détecteur à semi-conducteur



Formation de porteurs de charges dans un cristal semi-conducteurs par le modèle des bandes



Principe de construction d'un détecteur à semi-conducteur *pn*



Montage d'un compteur à contact métal-semi-conducteur

Les **compteurs à semi-conducteurs** fonctionnent en principe comme une chambre d'ionisation, c.-à-d. que les porteurs de charges positifs et négatifs sont libérés dans le compteur. Ces porteurs de charges traversent un champ électrique régnant entre les électrodes au bord du compteur et y créent une impulsion de tension dont la hauteur est proportionnelle au nombre de porteurs de charges libérés et ainsi à l'énergie. La différence par rapport à la chambre d'ionisation se trouve dans le fait que :

1. Le compteur est formé d'un corps solide et de ce fait les portées des particules chargées sont plus petites pour une même énergie.
2. Les porteurs de charges ne se composent pas d'électrons et d'ions comme dans la chambre d'ionisation à gaz, mais d'électrons et de trous pouvant changer de place dans le cristal.

Les avantages sont les suivants :

1. L'énergie nécessaire à la libération d'un électron dans le compteur à scintillation s'élève à environ 1 keV, à environ 30 eV lors de la libération d'une paire d'électrons dans les gaz et seulement 3,6 eV pour une paire électron-trou. Le nombre de porteurs de charges est de fait plus élevé que pour tous les autres détecteurs à semi-conducteurs.
2. Les temps de rassemblement des porteurs de charges sont petits à cause des faibles dimensions du détecteur, ce qui entraîne des montées d'impulsion rapides.
3. À cause de la faible portée des particules chargées dans les corps solides, on peut mettre en évidence des énergies très élevées dans de petits détecteurs.

Modèle des bandes

On peut expliquer le fonctionnement d'un détecteur à semi-conducteur par le modèle des bandes (voir p. 53). D'après ce modèle, les électrons ne peuvent se trouver que dans certaines bandes d'énergie. Ils ne peuvent être présents dans des niveaux énergétiques intermédiaires. La bande supérieure, complètement occupée, s'appelle la **bande de valence**, la bande vide la plus basse, la **bande de conduction**. Entre les deux, il y a la bande interdite d'une largeur de 1,1 eV pour le silicium ou 0,66 eV pour le germanium.

En raison de la présence d'impuretés dans le cristal, la concentration naturelle des électrons dans la bande de valence ou le nombre de trous dans la bande de conduction, ainsi que la conductibilité, se trouvent augmentés.

Jonction *pn*

Au niveau de la couche frontière entre une zone de conduction *p* et une zone de conduction *n* d'un cristal, les porteurs de charges (en majorité des électrons dans la région *n* et des trous dans la région *p*) circulent dans l'autre zone et se recombinent avec les porteurs de cette zone. Une double couche de charges se forme et crée un champ électrique aux alentours de la couche frontière. Ce champ absorbe les porteurs de charges mobiles. La zone de charge est ainsi libérée des charges mobiles et ne conduit donc pas le courant.

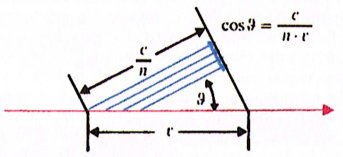
Si on applique au cristal une tension supplémentaire positive sur le côté *n*, une zone de déplétion, c.-à-d. sans porteur de charges, s'élargit. Si des charges mobiles sont libérées dans la couche de déplétion par une particule chargée et rapide, ces charges sont absorbées par le champ électrique. Elles sont enregistrées comme dans une chambre d'ionisation, sous forme d'une impulsion de tension sur les électrodes du cristal.

Contact métal-semi-conducteur

En dehors d'une jonction *pn*, un contact métal-semi-conducteur peut aussi conduire à la formation d'une zone sans porteurs de charges. Une rupture de la structure cristalline aux limites du semi-conducteur crée des zones réceptrices dans la zone frontière. Si on dépose par vaporisation une fine couche de métal sur un matériau conducteur *n*, une couche sans porteurs de charges apparaît sous la couche de métal. Cette couche agit comme une chambre d'ionisation. L'avantage est la fenêtre d'entrée étroite et très bien définie pour le rayonnement qui est donnée par l'épaisseur de la couche métallique.

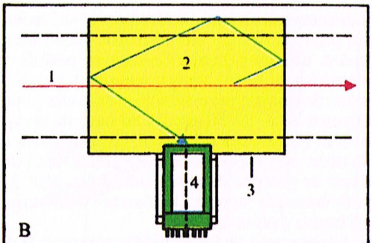
Détecteurs dérivés du lithium

Dans les jonctions *pn*, on ne peut atteindre de grandes épaisseurs de la zone sensible qu'en appliquant une tension élevée. Des épaisseurs plus grandes s'obtiennent par diffusion de lithium dans du silicium ou du germanium dotés de bore. Les ions lithium créent des zones réceptrices permettant à la zone de déplétion de s'étendre dans presque tout le cristal lorsqu'on applique la tension.



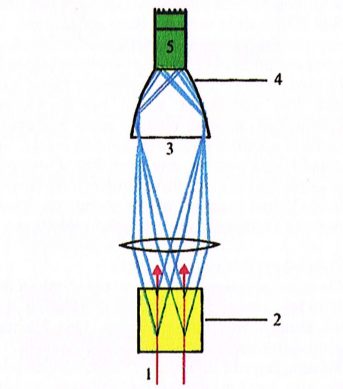
$\frac{c}{n}$ vitesse de la lumière dans le milieu
A v vitesse des particules

Rapport Cerenkov



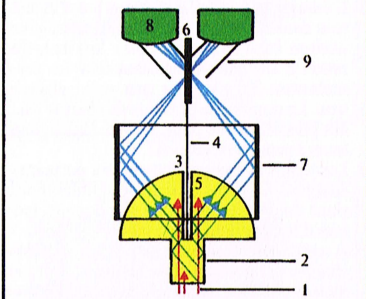
B
1 rayonnement de particules 2 radiateur 3 radiateur à paroi mince et réfléchissante, ne laissant pas passer la lumière 4 photomultiplicateur

Compteur d'onde Cerenkov à réflexion



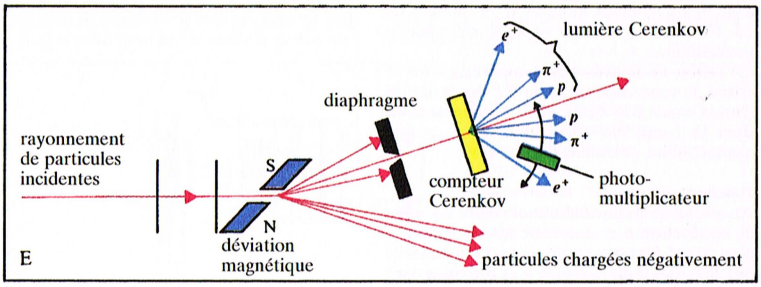
1 émission de particules
2 radiateur 3 diaphragme
4 réflecteur
C 5 photomultiplicateur

Système optique pour un compteur différentiel Cerenkov



1 émission de particules 2 radiateur
3 rainure, surfaces polies
4 paroi opaque
5 lentille 6 miroir plan
7 miroir cylindrique
8 photomultiplicateur
9 réflecteur
D

Compteur différentiel Cerenkov



Distinction de différentes particules élémentaires à l'aide d'aimants de déviation et d'un compteur différentiel Cerenkov

Les **détecteurs Cerenkov** utilisent le rayonnement Cerenkov, produit par des particules rapides, chargées dans un milieu d'indice de réfraction supérieur à 1 pour la détection de particules et pour la spectrométrie de ces particules (voir p. 129). Les détecteurs Cerenkov se composent principalement d'un milieu traversé par les particules et dans lequel est produite la lumière, d'un système optique qui intercepte la lumière et d'un ou plusieurs photomultiplicateurs qui transforment la lumière en impulsions électriques. Celles-ci peuvent être comptées par des dispositifs électroniques.
On peut mesurer directement la vitesse des particules chargées avec les détecteurs Cerenkov, à l'aide de la relation suivante :

$$\cos\theta = \frac{c}{n \cdot v}$$

qui met en relation l'angle d'émission θ de la lumière avec la vitesse v (n étant l'indice de réfraction, c la célérité de la lumière dans le vide). La limitation à des énergies élevées vient de ce que le rayonnement Cerenkov ne peut être émis que lorsque le produit de l'indice de réfraction par la vitesse est plus grand que la vitesse de la lumière dans le vide. L'énergie cinétique des particules doit de ce fait correspondre environ à l'énergie m_0c^2 des particules au repos.

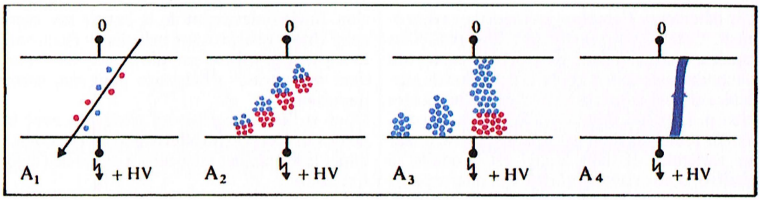
On peut répartir les détecteurs Cerenkov en détecteurs à lamelles minces d'une part et totalement absorbants d'autre part. Dans les compteurs à lamelles minces, les particules ne doivent perdre qu'une très faible partie de leur énergie ; ainsi, à chaque endroit du compteur, elles ont la même énergie. Dans les détecteurs totalement absorbants, les particules doivent donner toute leur énergie. Toute l'intensité lumineuse émise est alors une mesure de l'énergie de la particule. Les compteurs Cerenkov ont alors l'avantage par rapport aux compteurs à scintillation de pouvoir être composés de n'importe quel matériau transparent, comme par ex. l'eau. Ils sont de ce fait très bon marché lorsqu'ils sont de grande taille.

Dans les détecteurs Cerenkov, on distingue les **détecteurs Cerenkov simples** qui n'enregistrent que les particules, les **détecteurs à seuil** qui n'enregistrent les particules qu'à partir d'un certain seuil de vitesse et les **détecteurs Cerenkov différentiels** qui enregistrent les particules à l'intérieur d'un intervalle de vitesse fixé d'avance.

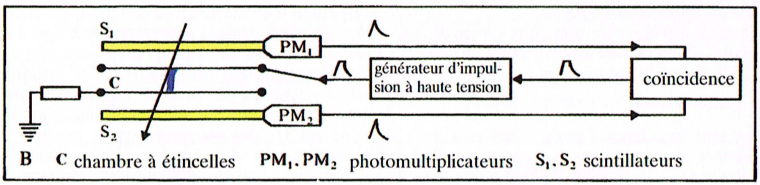
Les plus importants sont les compteurs à seuil et les compteurs différentiels avec lesquels on peut déterminer la nature de la particule enregistrée lors des expériences sur les particules élémentaires. Si on dévie un rayon focalisé de particules chargées vers un aimant, les particules déviées selon le même angle ont toutes la même impulsion, indépendamment de la nature des particules (hypérons, protons, mésons ou électrons). Des particules de masse différente ont cependant des vitesses différentes pour une même impulsion.
Donc si l'on enregistre les particules avec un détecteur Cerenkov différentiel, on peut déterminer la nature des particules à partir de l'angle Cerenkov.

Détecteurs à seuil
Dans un détecteur Cerenkov à seuil, l'indice de réfraction n du matériau du compteur est choisi de telle sorte que c/n soit exactement égal à la vitesse limite v_S qui doit être justement enregistrée. Le compteur est entouré d'une enceinte imperméable à la lumière, dont l'intérieur est réfléchissant. Le photomultiplicateur est situé sur le côté du rayonnement entrant de particules. Éventuellement, après plusieurs réflexions, ce photomultiplicateur capture et enregistre le rayonnement Cerenkov. L'avantage de cette disposition est que le rayonnement de particules entrant n'a pas besoin d'être trop en faisceau. Les détecteurs à seuil s'emploient aussi pour différencier les particules quand on en utilise plusieurs et qu'on les branche en anticoïncidence. Ainsi, le premier compteur enregistre toutes les particules qui sont plus légères qu'un méson K et le deuxième celles qui sont plus légères qu'un méson π. Si le premier réagit et pas le second, il s'agit d'un méson.

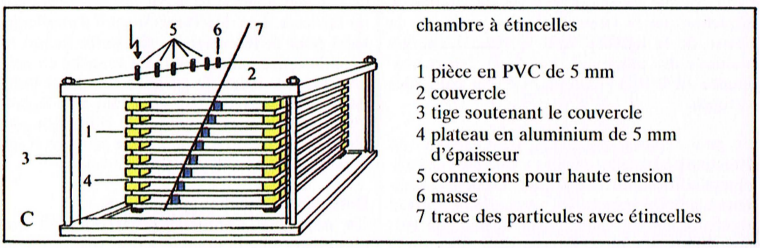
Détecteurs Cerenkov différentiels
Un détecteur Cerenkov différentiel ne doit enregistrer que la lumière émise vers le rayonnement de particules sous un angle défini. De plus, la direction d'entrée des particules doit être précisément définie. La lumière émise sous l'angle souhaité est focalisée par un système optique.
La lumière est focalisée sur un cercle autour du rayonnement de particules à l'aide d'une lentille dont l'axe optique est dans la direction du rayonnement de particules. À l'aide d'un miroir cylindrique, on peut obtenir que la lumière rejoigne un point sur l'axe à partir duquel elle peut parvenir au photomultiplicateur.
On peut calculer l'angle Cerenkov et ainsi la vitesse, à partir de la distance entre le plan du foyer et le point lumineux.

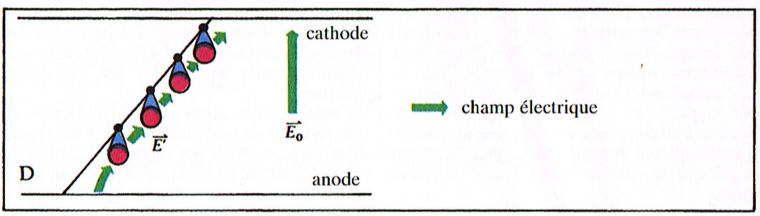


Production d'étincelles dans une chambre à étincelles

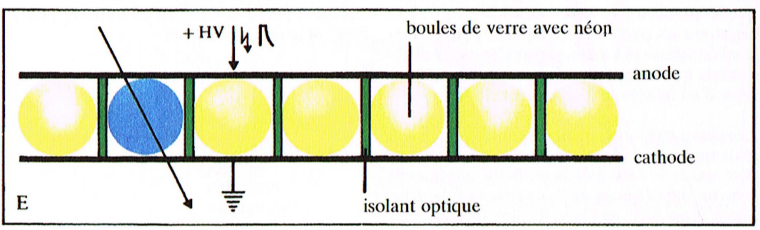


Branchement schématique d'une chambre à étincelles





Production des étincelles le long de la trace des particules



Principe d'un hodographe au néon

Ce sont des compteurs électroniques qui permettent de mesurer en même temps la trajectoire d'une particule chargée et son temps de transit à travers le compteur. Ils reposent sur le fait qu'une décharge d'étincelles entre deux électrodes auxquelles est appliquée une tension élevée est favorisée par l'ionisation le long de la trace de la particule.

Détecteur à étincelles
Les prédécesseurs des chambres à étincelles actuelles étaient formés d'anodes minces constituées de fils métalliques faisant face à une cathode en forme de plaque, située au-dessus d'une résistance. Lorsqu'une particule passe entre le fil et la cathode, une étincelle apparaît jusqu'à ce que le condensateur soit totalement déchargé. Le fil et la cathode sont à ce moment au même potentiel. Les détecteurs à étincelles ont surtout l'avantage de livrer de très grandes impulsions avec des temps de montée rapides.

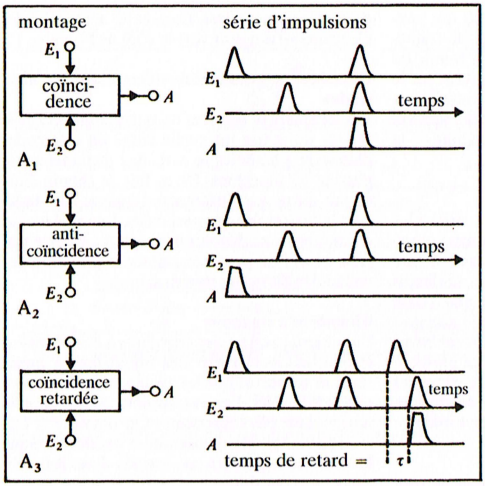
Chambres à étincelles
Les chambres à étincelles représentent un progrès certain. Le parcours d'une particule à l'intérieur de ces chambres n'est pas signalé par la chambre elle-même, mais par des compteurs Geiger-Müller situés en dehors de la chambre ou par des compteurs à scintillation branchés en coïncidence. Si les compteurs situés à l'extérieur signalent le passage d'une particule, une courte impulsion de très haute tension est générée. La chambre elle-même se compose de deux plaques face à face. Au repos, il n'y a entre elles qu'une faible tension pour maintenir la chambre libre de tout électron. Lorsque l'impulsion de haute tension est donnée, l'étincelle de décharge est photographiée, ce qui permet de localiser la position de la particule avec une précision de 0,1 - 0,2 mm.
En construisant plusieurs chambres l'une sur l'autre, des plaques se suivent, tour à tour branchées à la terre ou sur le générateur d'impulsion de haute tension. Toute la trajectoire d'une particule chargée peut être rendue visible par le détecteur, formé de nombreuses chambres à étincelles différentes. On peut photographier aussi plusieurs particules en même temps dans un détecteur.

Formation des étincelles
Les chambres à étincelles sont généralement remplies de gaz rares (néon ou argon) pour éviter la liaison des électrons formés lors de l'ionisation primaire sur les atomes de gaz. L'étincelle apparaît car les électrons sont propulsés si rapidement lorsqu'on branche l'impulsion de haute tension, qu'ils engendrent d'autres paires d'ions-électrons. Ces paires donnent lieu à une conductibilité élevée du gaz habituellement isolant, le long de la trajectoire des particules. Une avalanche se produit alors à partir de chaque paire d'ions primaires. Dans cette avalanche, les électrons se dirigent vers le côté de l'anode.

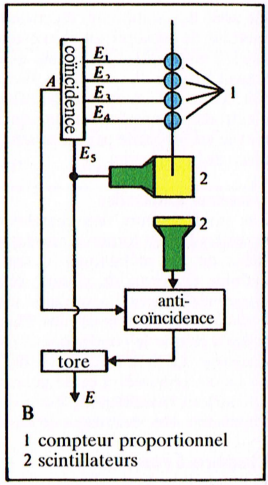
Chambres à grands intervalles entre les électrodes
Les **steamers** se forment dans des chambres possédant un grand intervalle entre les électrodes planes et parallèles, c.-à-d. des avalanches de plus de 10^8 électrons. De ce fait, le champ électrique entre les différents steamers est dirigé vers la trajectoire des particules. Les avalanches continuent à se développer le long de cette trajectoire et l'on peut déterminer la direction des particules dans une chambre.

Chambres à steamers
Ces chambres sont des chambres à étincelles sur lesquelles on branche des impulsions à haute tension si courtes que les avalanches ne peuvent pas se lier avec l'anode, ni entre elles, dans le temps dont elles disposent. On parvient à former une trace lumineuse qui se produit lorsque les ions et les électrons, formés dans les steamers, se recombinent.

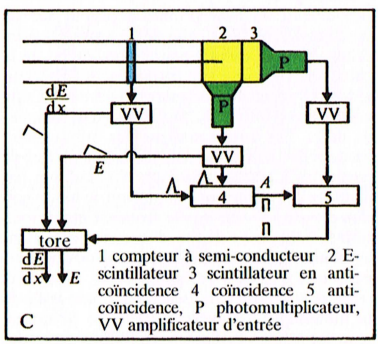
Hodographes
Les détecteurs hodographes reposent sur un principe semblable à celui des chambres à étincelles. Ils sont utilisés pour la recherche de la nature du rayonnement cosmique. À l'intérieur se trouve une grille entre deux électrodes. Cette grille est constituée de boules de verre remplies de néon. Ces boules sont isolées optiquement les unes des autres. Lors du passage d'un flux de particules à travers l'hodographe, indiqué par d'autres détecteurs, une impulsion de haute tension est générée sur les électrodes. Cette impulsion entraîne la formation d'une avalanche dans les boules qui sont touchées par une ou plusieurs particules. Alors, l'avalanche brille. Une électrode se compose habituellement d'une grille de fil métallique à travers laquelle on photographie les boules brillantes. À la différence des chambres à étincelles, il ne peut pourtant pas se former d'étincelle de décharge car les boules en verre ne contiennent pas d'électrodes et isolent le néon ionisé par rapport aux plaques.



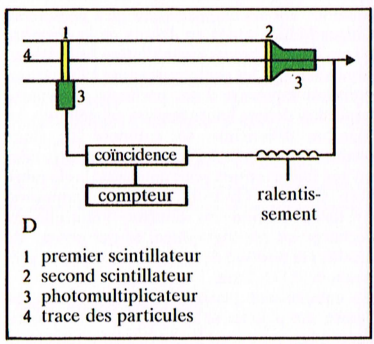
Conditions d'impulsion en coïncidence, anticoïncidence et coïncidence retardée



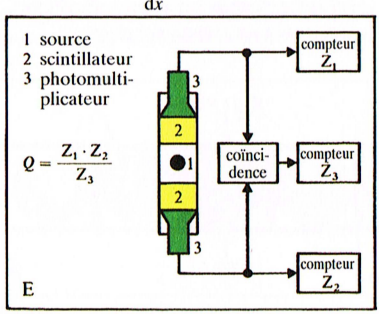
Mesure de la direction et de l'énergie des particules



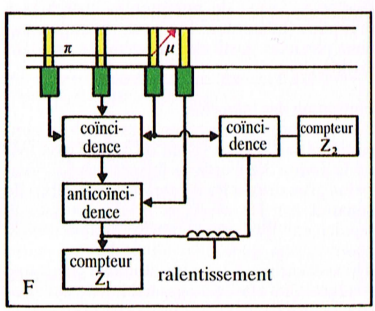
Assemblage de détecteurs pour la mesure de l'énergie E et de $\frac{dE}{dx}$



Organisation de la mesure du temps de transit



Méthode de la coïncidence bêta-gamma pour la mesure de la puissance des sources



Organisation pour la mesure de la durée de vie des mésons π

La technique de coïncidence permet de mesurer plusieurs paramètres du même événement en physique nucléaire, avec plusieurs compteurs. Dans un branchement en coïncidence, une impulsion électrique n'est fournie que lorsque deux ou plusieurs impulsions ont été enregistrées en même temps aux entrées, dans un laps de temps très court. Dans cette expérience de coïncidence, on n'utilise que les résultats des différents détecteurs dans lesquels une impulsion de coïncidence est enregistrée en même temps.

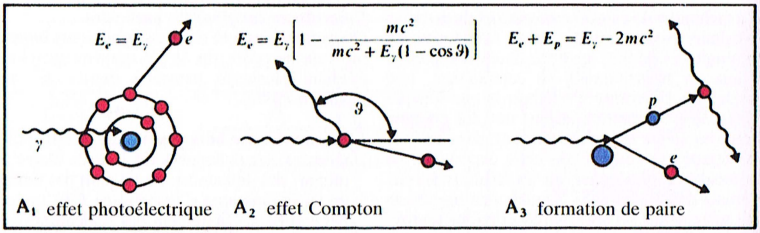
En principe, on distingue les expériences de coïncidence dans lesquelles tous les détecteurs concernent la même particule chargée qui a assez d'énergie pour traverser plusieurs détecteurs, et celles qui réagissent à deux (ou plus) particules différentes, provenant d'un événement de physique nucléaire (par ex. une désintégration bêta suivie d'une désintégration gamma).

Anticoïncidences et coïncidences retardées
Dans les expériences à anticoïncidence, seul un détecteur est en action. Les coïncidences retardées servent à mesurer les durées entre deux événements.

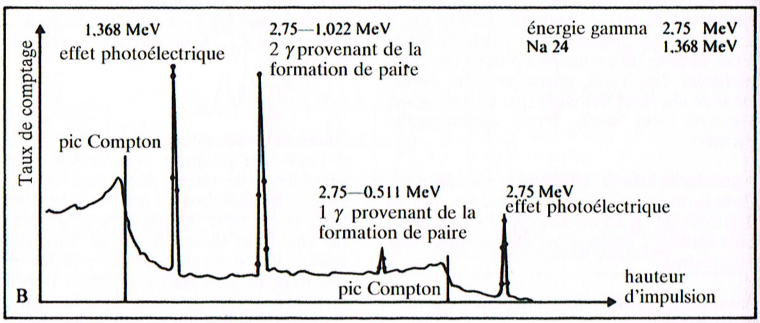
Assemblages de détecteurs en coïncidence et en anticoïncidence
On peut effectuer des mesures sur une particule chargée, à l'aide de détecteurs branchés en coïncidence et en anticoïncidence.
Exemples :
1. Avec un détecteur mince proportionnel ou à semi-conducteur, on peut mesurer la perte d'énergie spécifique d'une particule $\frac{dE}{dx}$ (voir p. 124 et suivantes), dépendante de la masse et de l'énergie totale de la particule. Avec un détecteur à scintillation placé après, on mesure l'énergie totale et avec un autre détecteur, on peut mettre en évidence la présence de la particule dans le deuxième détecteur. Les détecteurs 1 et 2 sont en coïncidence, le compteur 3 est en anticoïncidence. À partir des valeurs des mesures, on obtient la masse et l'énergie de la particule.
2. Avec plusieurs tubes de comptage proportionnels, fins, disposés en ligne, on peut mesurer la direction de passage d'une particule et dans un détecteur à scintillation situé après, l'énergie.
3. On peut mesurer la vitesse d'une particule hautement énergétique avec un compteur Cerenkov à seuil, et l'énergie avec un grand détecteur à scintillation. À partir de la combinaison des deux mesures, on obtient la masse de la particule.
4. Les temps de transit des particules sur un trajet entre deux détecteurs peuvent être mesurés.

Coïncidence sur plusieurs particules
On obtient souvent des renseignements importants sur les processus de physique nucléaire en étudiant plusieurs particules émises par un même processus.

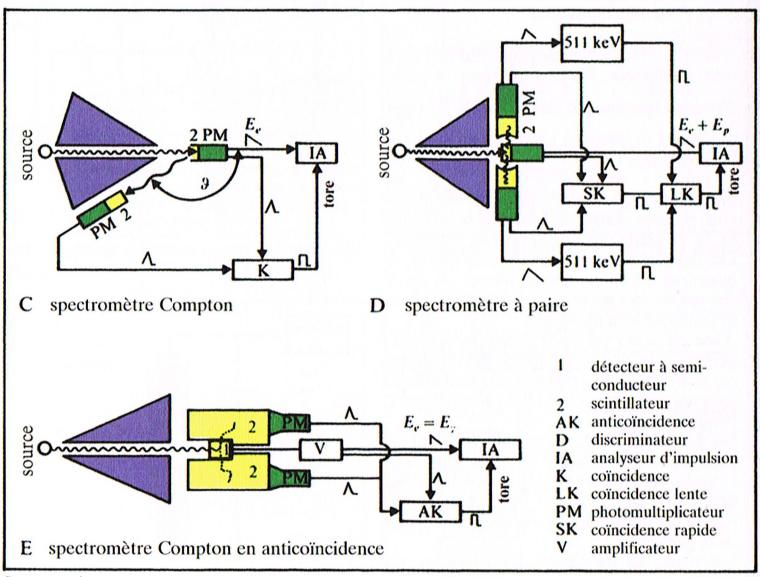
1. La **coïncidence bêta-gamma** est utilisée pour mesurer des puissances de sources. Avec la plupart des détecteurs, on ne peut pas déterminer la puissance d'une source d'un rayonnement bêta. On ne peut pas également estimer correctement l'absorption entre la source et le détecteur. Aussi mesure-t-on, avec deux détecteurs un comptage bêta Z_β, puis un comptage gamma Z_γ et enfin un comptage en coïncidence $Z_{\beta\gamma}$. On obtient alors la puissance de la source :
$$Q = \frac{Z_\beta \cdot Z_\gamma}{Z_{\beta\gamma}}$$
2. **Durée de vie des mésons pi**
À l'aide d'un montage en coïncidence-anticoïncidence de quatre détecteurs, on peut prouver qu'un méson π a pénétré deux détecteurs et est resté bloqué dans le troisième (le quatrième détecteur est en anticoïncidence). Grâce au procédé des coïncidences retardées, on peut établir un retard variable mettant en coïncidence une impulsion dans le détecteur 1 et une autre dans le détecteur 3. On montre ainsi qu'une autre particule est apparue dans le détecteur 3.



Production d'électrons à partir d'un rayonnement gamma



Spectre électronique produit par un rayonnement gamma de ^{24}Na et enregistré avec un détecteur à semi-conducteur



Spectromètre gamma

Pour mettre en évidence la présence de quanta gamma, on ne peut utiliser que les électrons produits par ces quanta dans les détecteurs. Il existe trois mécanismes de production d'électrons par rayonnement gamma : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires. Dans l'effet photoélectrique, l'électron acquiert l'énergie totale du quanta gamma. Dans la production de paires, les deux particules (électron et positron) obtiennent ensemble exactement 1,022 MeV de moins que le quanta gamma.
Il existe une autre différence par rapport aux particules chargées : ces dernières émettent toujours un signal lorsqu'elles arrivent dans le détecteur, alors que les quanta gamma ne déclenchent une réaction dans le détecteur qu'avec une certaine probabilité. C'est cette réaction qui conduit au signal du détecteur. La probabilité dépend de l'épaisseur du détecteur et de l'énergie du quanta gamma. Elle doit donc être connue pour toutes les énergies gamma si l'on veut mesurer le nombre de quanta gamma qui ont traversé le détecteur.
On utilise surtout des détecteurs solides, c.-à-d. des compteurs à semi-conducteurs ou à scintillation. En effet, les parcours libres (distances moyennes que pénètre un quanta gamma sans réaction) s'élèvent à plusieurs mètres dans les gaz, et seulement à quelques centimètres dans les solides.

Spectromètre gamma
Pour l'énergie gamma, la seule mesure de l'énergie de l'électron formé ne suffit pas car on ignore laquelle des trois réactions l'a formé. Il faut donc s'assurer par d'autres mesures qu'elle ne provient que d'une seule réaction.

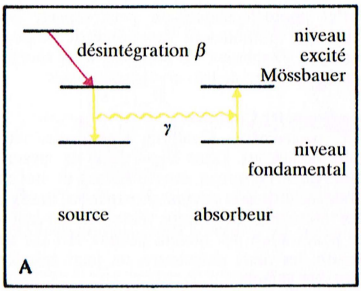
Spectrométrie des raies gamma
Le cas le plus simple de spectrométrie se manifeste lorsque le rayonnement gamma n'est émis que par quelques énergies discrètes : par exemple, lors de la désintégration de noyaux radioactifs où l'énergie gamma est donnée par la largeur des niveaux d'énergie. Il faut alors déterminer l'énergie et l'intensité des différentes raies. Dans ce cas, on peut utiliser des compteurs à scintillation en iodure de sodium ou, pour une émission bien meilleure, des compteurs à semi-conducteurs en germanium. Comme les électrons provenant de l'effet photoélectrique ont tous la même énergie, on mesure pour cette énergie de nombreux électrons tandis que les électrons Compton se répartissent sur une large bande énergétique. Dans ce dernier cas, on en mesure peu dans une bande d'énergie étroite. Les raies de l'effet photoélectrique s'élèvent au-delà de la large bande d'énergie Compton si bien qu'on peut les exploiter séparément. Les effets de paires sont également à l'origine de raies, mais comme on connaît les différences de niveaux des raies de l'effet photoélectrique, on peut séparer ces raies. Ces méthodes de spectrométrie ne peuvent pas s'appliquer en présence d'un spectre continu ou avec de très nombreuses raies.

Spectromètre Compton
Un spectromètre Compton fonctionne avec deux détecteurs. Dans le premier, on mesure l'énergie de l'électron, dans le second, on met en évidence le quanta gamma. À partir de l'énergie des électrons, de l'angle entre la direction de pénétration des quanta gamma et l'axe de liaison des deux détecteurs, on peut calculer l'énergie gamma.

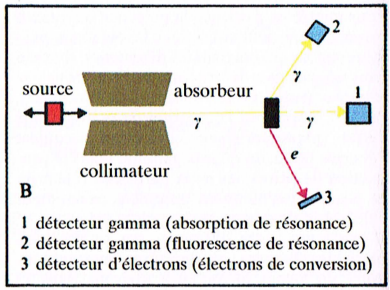
Spectromètre à paires
Ce spectromètre se compose de trois détecteurs branchés en coïncidence. Dans celui du milieu, on mesure l'énergie d'une paire électron-positron. Lorsque le positron est au repos dans le détecteur, il est capturé par un électron du détecteur et on met en évidence la présence de deux quanta gamma de 511 keV chacun dans les deux détecteurs externes. Ces derniers forment ensemble un anneau autour du détecteur interne. Les spectromètres à paires ne peuvent être utilisés qu'au-delà de 1,2 MeV. En deçà, l'énergie ne suffit pas à la formation de paires. Dans les spectromètres modernes de Compton et à paires, le premier détecteur est composé d'un compteur à semi-conducteur et les détecteurs externes de compteurs à scintillation. L'inconvénient de ces deux types de spectromètres réside dans leur faible capacité de réaction.

Autres types de spectromètres
Les **spectromètres d'absorption totale** se composent de si grands scintillateurs que les quanta gamma y libèrent toute leur énergie avec une grande probabilité. Que ce soit par effet photoélectrique ou par plusieurs diffusions Compton, le résultat est le même.

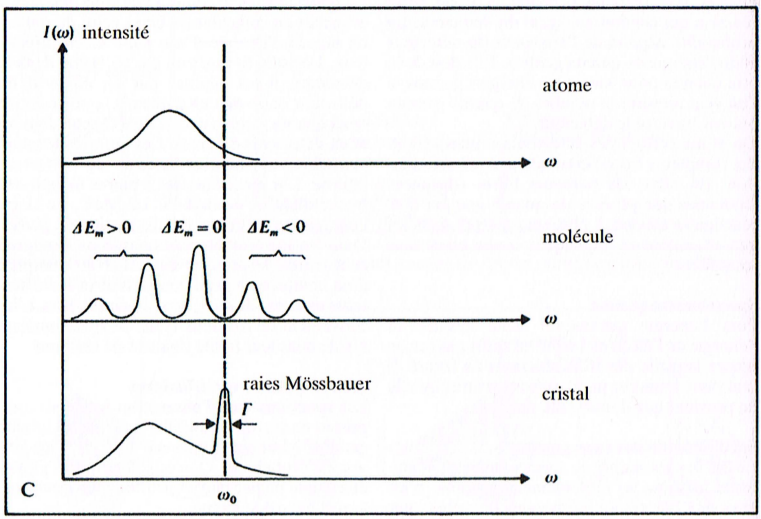
Les **spectromètres anticoïncidence de Compton** se composent d'un détecteur interne et d'un grand détecteur externe branché en anticoïncidence qui réprime tous les événements dans lesquels une particule est diffusée du détecteur interne vers l'externe. Tous deux ont une grande capacité de réaction mais une faible diffusion et un bruit de fond considérable.
On peut aussi déterminer les longueurs d'onde du rayonnement gamma grâce à la théorie de Bragg sur la réflexion sur des monocristaux (voir p. 62 et suivantes).



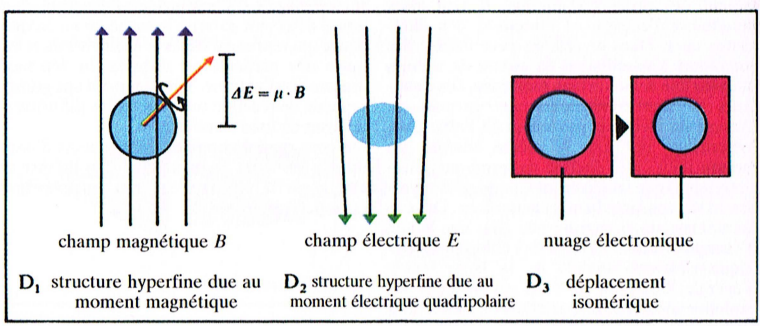
Niveau d'énergie des raies Mössbauer



Méthodes de mise en évidence de l'effet Mössbauer



Spectres d'émission gamma d'atomes de gaz, molécules et cristaux



Mise en évidence des changements de niveau d'énergie par l'effet Mössbauer

L'effet Mössbauer permet la mesure extrêmement précise de spectres gamma à proximité d'une raie gamma qui conduit à un état excité d'un noyau à son état fondamental. Il repose sur la fluorescence de résonance du noyau (voir p. 90 et suivantes).

Habituellement, on n'observe pas la fluorescence de résonance dans toute son intensité car les raies d'émission et d'absorption :
1. sont élargies par le mouvement propre des noyaux à cause de l'agitation thermique ;
2. sont repoussées à cause de l'impulsion du quanta gamma.

Dans les gaz, il se forme, dans le spectre d'émission, une raie repoussée vers les énergies plus basses, et fortement élargie. Dans les grandes molécules, une série de raies est repoussée vers les plus basses énergies et les écarts entre les différentes raies sont définis par les écarts de niveaux d'énergie dans la molécule.

Dans les cristaux, il se forme une raie dont la largeur est celle de la largeur naturelle, définie par les propriétés propres du noyau. L'intensité de cette raie dépend de la température. Elle est d'autant plus grande que la température est basse. On la nomme du nom de son inventeur, la raie Mössbauer.

Largeur naturelle des raies
On appelle largeur naturelle Γ des raies Mössbauer l'imprécision de l'énergie de la raie gamma qui est définie par les propriétés du noyau. Elle dépend de la durée de vie τ de l'état excité par la relation d'incertitude :

$$\Gamma\tau = \hbar$$

Mise en évidence expérimentale
Afin de mettre en évidence la ligne Mössbauer, on a besoin, à côté de la source, d'un absorbeur qui contienne le même type d'isotopes que la source et se trouve sous forme cristalline comme la source. Comme la raie Mössbauer apparaît aussi dans le spectre d'absorption, on observe la fluorescence de résonance du noyau à pleine intensité. Si on déplace la source vers l'absorbeur ou qu'on l'en éloigne, les quanta gamma de la raie Mössbauer subissent alors un décalage de fréquence. Si l'on désigne la fréquence de la raie Mössbauer par ω_0 et la vitesse de la source par v, la fréquence de l'émission par la source en mouvement est :

$$\omega = \omega_0 \left\{1 + \frac{v}{c}\right\}$$

et son énergie est :

$$E = \hbar\omega = \hbar_{\omega 0} \left\{1 + \frac{v}{c}\right\}$$

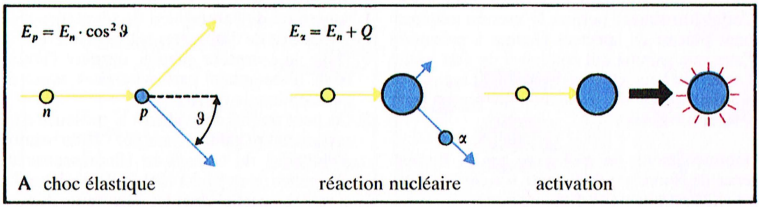
La largeur naturelle des raies est si faible qu'avec des vitesses de l'ordre du cm/s, on obtient que l'absorption de résonance n'ait plus lieu. L'apparition de l'absorption de résonance peut être montrée de différentes autres manières :
1. Dans un compteur gamma, derrière l'absorbeur, le comptage partiel baisse à cause de l'absorption de résonance.
2. On peut mettre en évidence la présence d'un rayonnement gamma émis par l'absorbeur ou d'électrons de conversion (fluorescence de résonance du noyau) à côté de l'absorbeur. Le comptage partiel dans les détecteurs dépend de la vitesse de la source.

Applications
L'effet Mössbauer peut être utilisé pour mesurer des actions sur les niveaux nucléaires qui sont créés par les forces faibles de l'enveloppe atomique ou des noyaux atomiques voisins. Des structures hyperfines apparaissent par action de moments magnétiques et de moments électriques. On observe également un petit décalage de l'énergie de transition nucléaire, appelé déplacement isomérique.

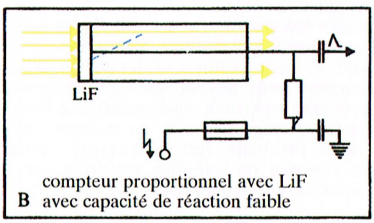
Structure hyperfine due au moment magnétique nucléaire
Elle apparaît lorsque le noyau possède un moment magnétique dipolaire et que règne un champ magnétique au niveau du noyau. Ce champ magnétique peut provenir des électrons liés au noyau, des atomes voisins ou d'aimants extérieurs.

Structure hyperfine due au moment électrique quadripolaire nucléaire
Elle apparaît lorsque le champ électrique que produisent les atomes environnants et les électrons au niveau du noyau est non homogène et que le noyau possède un moment électrique quadripolaire, de telle sorte que son énergie dépend de son orientation dans le champ.

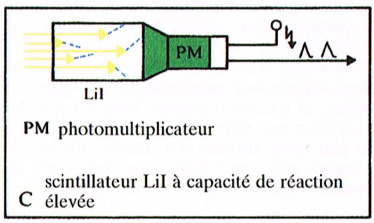
Le **déplacement isomérique** apparaît lorsque l'énergie de liaison des électrons du cortège atomique qui dépend de la distribution de la charge dans le noyau change lors de l'effet Mössbauer. Ce changement d'énergie qui entraîne un déplacement de la raie Mössbauer dépend de la liaison chimique de la source ou de l'absorbeur.



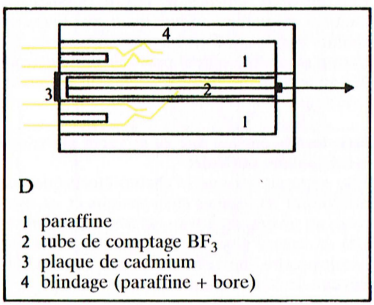
Mise en évidence des interactions avec les neutrons



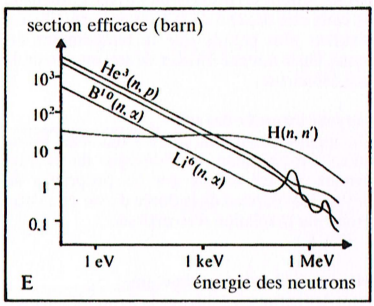
Détecteur de neutrons



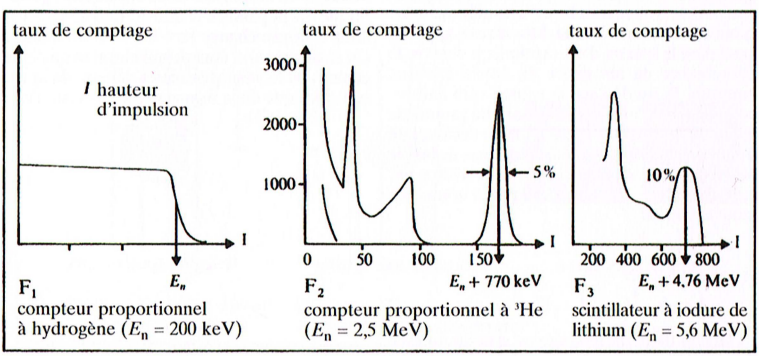
Détecteur de neutrons



Long Counter



Section efficace des réactions importantes de mise en évidence des neutrons



Spectres des hauteurs d'impulsion dans différents spectromètres à neutrons

On ne peut mettre en évidence la présence de neutrons qu'à l'aide de particules chargées qui sont libérées par interaction avec la matière. Les neutrons ne réagissent différemment des quanta gamma qu'avec les noyaux atomiques, pas avec les électrons. On utilise les phénomènes suivants comme processus de transformation pour la production de particules chargées :

1. Diffusion élastique de neutrons sur des noyaux légers.
2. Réactions nucléaires déclenchées par des neutrons et dans lesquelles les particules alpha ou les protons sont émis, ou encore par fissions nucléaires induites par des neutrons.
3. Réactions nucléaires qui conduisent à des radio-isotopes.

Tout comme les détecteurs gamma, les détecteurs à neutrons ont aussi une capacité de réaction limitée, c.-à-d. que l'on enregistre, avec une probabilité inférieure à 1, un neutron passant dans le détecteur. Cette probabilité est égale à la probabilité dépendante de la section efficace et de l'épaisseur du matériau pour qu'une réaction ait lieu, multipliée par la probabilité que la particule chargée parvienne dans le compteur pour particules chargées. Les meilleurs résultats sont obtenus quand le matériau et le compteur de particules chargées sont identiques, c.-à-d. dans des scintillateurs à l'iodure de lithium dans lesquels la réaction ^{6}Li (n, α) ^{3}H est utilisée pour la conversion en particules chargées ou dans des compteurs à gaz avec un remplissage de dihydrogène.

Détecteurs de neutrons

Pour mettre en évidence la présence de neutrons sans mesure d'énergie, on essaie le plus souvent d'obtenir que les neutrons dont on veut prouver la présence soient portés tout d'abord à une énergie thermique de 0,025 eV, car à cette énergie, les sections efficaces sont très grandes. Ainsi l'épaisseur du matériau peut être faible. Tous les compteurs de neutrons s'adressent principalement aux neutrons thermiques. Pour mettre en évidence la présence de neutrons rapides, on les entoure de couches de paraffine dans lesquelles l'hydrogène a pour rôle, grâce à des chocs élastiques, de faire perdre au neutron son énergie avant d'atteindre le compteur.

Les compteurs les plus utilisés sont :

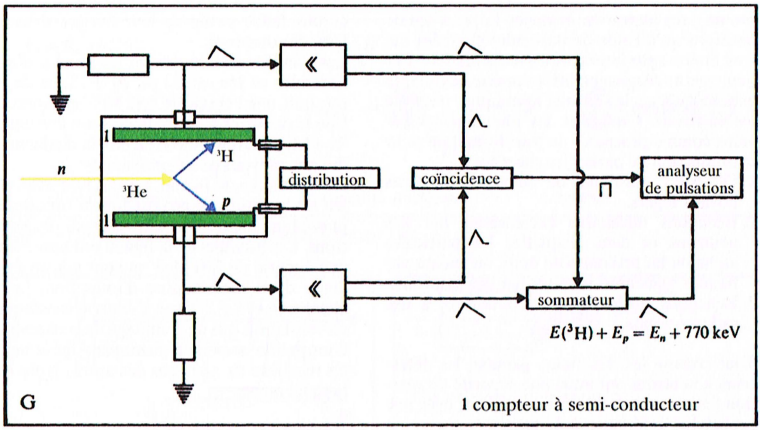
1. Les compteurs BF_3. La réaction mise en jeu est B_{10} (n, α) ^{7}Li. Le bore 10 constitue, sous forme de trifluorure de bore, le gaz de comptage d'un tube de comptage proportionnel. Les tubes de comptage ont une grande capacité de réaction pour les neutrons, à cause de la section efficace élevée. Ils sont pratiquement insensibles à un autre rayonnement car les particules α et β sont capturées par les parois. De plus le rayonnement gamma n'émet que des électrons qui ne donnent qu'une faible partie de leur énergie dans le tube de comptage.
2. Les scintillateurs contenant du ^{6}Li. La réaction mise en jeu est ^{6}Li (n, α) ^{3}H. Lors de la réaction, une énergie de 4,65 MeV est libérée. Elle se répartit sur les particules α et le tritium ^{3}H. Cette énergie élevée facilite la distinction des autres types de rayonnements.
3. Les chambres de fission. La réaction mise en jeu est la fission de noyaux lourds (uranium, plutonium, neptunium, thorium) par des neutrons. Les produits de la fission ont ensemble une énergie de 250 MeV et sont mis en évidence dans une chambre d'ionisation. Leur énergie élevée et la perte d'énergie spécifique élevée dans le gaz de comptage de la chambre d'ionisation servent à distinguer facilement les réactions de neutrons des autres types de rayonnements.

Spectromètres à neutrons

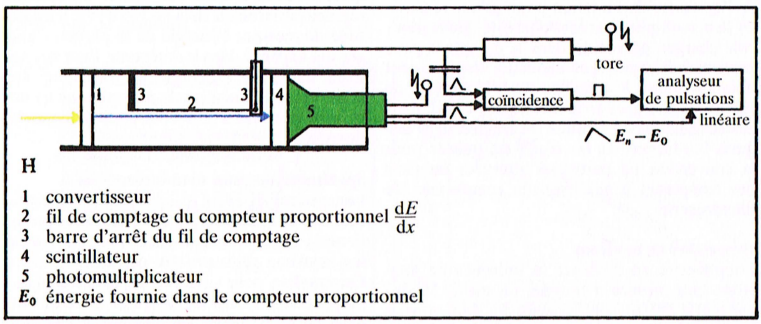
On peut diviser en deux groupes différents les spectromètres à neutrons : pour les neutrons rapides (environ au-delà de 100 keV), il est possible de mesurer l'énergie de la particule chargée qui apparaît dans le détecteur. Pour des neutrons lents, cette énergie est beaucoup trop petite et on peut seulement montrer que les neutrons se trouvent à un certain endroit à une date donnée.

Spectromètres pour neutrons rapides

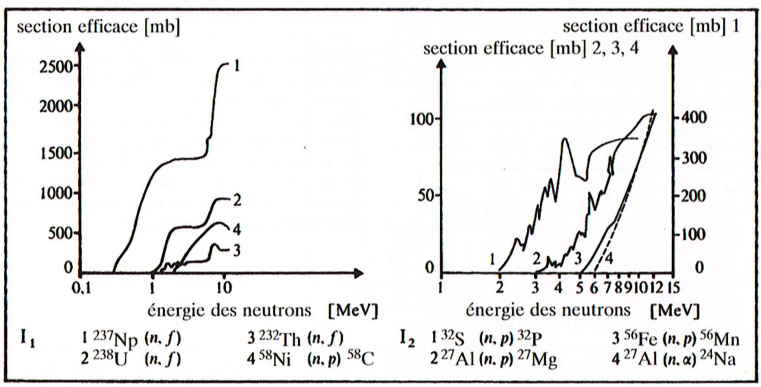
Les spectromètres les plus simples de conception sont des scintillateurs ou des compteurs proportionnels qui contiennent les noyaux sur lesquels les neutrons génèrent des particules chargées. On emploie pour cela des tubes de comptage proportionnels avec un remplissage de dihydrogène ou de méthane, ou d'hélium 3 [réaction : ^{3}He (n, p) ^{3}H + 770 keV]. On utilise comme scintillateurs des cristaux organiques ou des liquides avec un contenu riche en hydrogène, par ex. le stilbène ou le toluène avec des ajouts pour augmenter le gain. On se sert encore des cristaux d'iodure de lithium dans lesquels le lithium est enrichi en isotope ^{6}Li [réaction ^{6}Li (n, α) ^{3}H + 4,76 MeV]. Dans tous les spectromètres de construction aussi simple, l'énergie mesurée de la particule chargée lors d'une seule impulsion n'est pas clairement définie par rapport à l'énergie recherchée des neutrons. Il existe en fait toute une distribution d'énergie des particules chargées.



Spectromètre à semi-conducteur avec l'hélium 3 pour la détection des neutrons



Mesure de l'énergie d'un seul neutron



Section efficace de quelques réactions utilisées souvent comme détecteur à valeur seuil

Dans le spectromètre à iodure de lithium, la hauteur d'impulsion dépend de l'énergie reportée sur la particule alpha créée ou sur le noyau ^{3}H. De plus, d'autres réactions sont possibles. Dans le spectromètre à hélium 3, des noyaux d'hélium sont mesurés par diffusion élastique de neutrons, quand l'énergie des neutrons est plus élevée. Aussi faut-il recalculer les spectres des neutrons, ce qui n'est possible le plus souvent qu'à l'aide d'ordinateurs. Une simple analyse des spectres n'est faisable, comme en spectroscopie gamma, que lorsque le spectre se compose de quelques raies.

Mesure de l'énergie d'un seul neutron

Pour mesurer directement l'énergie d'un seul neutron, il ne suffit pas de mesurer seulement l'énergie de la particule chargée créée. Il faut obtenir, à l'aide de techniques de coïncidence, plusieurs paramètres, par ex. l'angle de diffusion du proton heurté. Dans ce but, on a besoin de plusieurs détecteurs pour particules chargées et on peut amincir le matériau de conversion pouvant être contenu dans le premier détecteur (mais qui ne devrait pas l'être obligatoirement) de telle sorte que les particules chargées puissent encore le quitter.

Spectromètre pour neutrons à semi-conducteurs

Dans le spectromètre pour neutrons à semi-conducteur, on utilise les réactions ^{6}Li (n, α) ^{3}H ou ^{3}He (n, p) ^{3}H. Le matériau de conversion (fluorure de lithium 6 ou hélium 3) se trouve entre deux compteurs se situant face à face. Lors de la réaction d'un neutron avec un noyau du matériau de conversion, deux particules chargées sont formées qui partent dans deux directions opposées si bien que les deux compteurs enregistrent en même temps une impulsion. La somme des deux hauteurs d'impulsion enregistrées en coïncidence donne l'énergie totale du neutron. Le matériau de conversion doit alors être si mince que les particules chargées n'y perdent une énergie notable.

Mesure de l'énergie d'un neutron par mesure de l'énergie d'un proton et de l'angle de trajectoire

Lors du choc élastique d'un neutron, l'énergie $E = E_0 \cos^2 \theta$ est reportée sur le proton. E_0 étant l'énergie du neutron et θ l'angle entre la trajectoire du proton et celle du neutron. On peut de ce fait mesurer l'énergie d'un seul neutron lorsqu'on mesure en même temps l'angle et l'énergie du proton. Dans ce type d'appareil, un rayonnement de neutrons percute une feuille de plastique mince ou quelques-uns des neutrons libèrent des protons. Tous les protons qui sont émis en direction du rayonnement de neutrons ont pris toute l'énergie des neutrons. Ils parcourent tout d'abord un compteur proportionnel dans lequel on mesure la perte d'énergie spécifique $\frac{dE}{dx}$ et ils rencontrent alors un scintillateur ou un compteur à semi-conducteur où ils sont absorbés. L'énergie restante est mesurée. Les protons qui sont émis sur le côté n'atteignent pas le deuxième compteur et sont séparés. Le compteur $\frac{dE}{dx}$ a pour tâche de séparer les électrons qui sont émis par rayonnement gamma et de faire baisser le bruit de fond. Dans les appareils modernes il se compose souvent d'un compteur à semi-conducteur mince. L'utilisation de cet appareil est limitée à des énergies de 1 à 2 MeV au maximum car la portée des protons doit être suffisante pour :

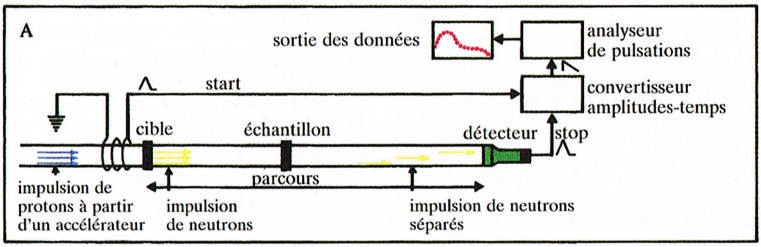
1. quitter la feuille sans perdre d'énergie notable ;
2. quitter le premier compteur avec une énergie encore mesurable.

La capacité de réaction est faible car on ne peut utiliser que des feuilles minces afin que l'erreur qui apparaît à cause de la perte d'énergie inconnue des protons dans la feuille ne soit pas trop élevée.

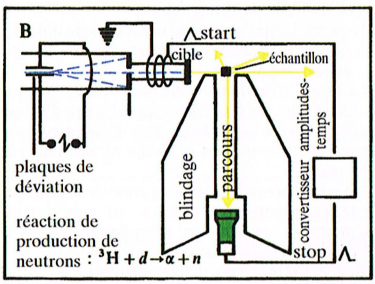
On peut obtenir une amélioration de cette capacité de réaction en utilisant un matériau de conversion ainsi qu'un scintillateur riche en hydrogène, et en mesurant ainsi la perte d'énergie dans le matériau de conversion.

Détecteurs à valeur seuil

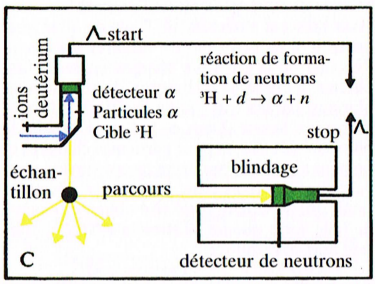
Il existe de nombreuses réactions nucléaires provoquées par des neutrons qui ne sont possibles qu'au-delà d'une énergie seuil et au cours desquelles des radio-isotopes apparaissent. Si la section efficace de ces réactions est connue, on peut l'utiliser pour mesurer les spectres lors d'intensités élevées, par ex. dans les réacteurs. Après bombardement de divers éléments, on calcule le spectre des neutrons à partir des activités des différents isotopes.



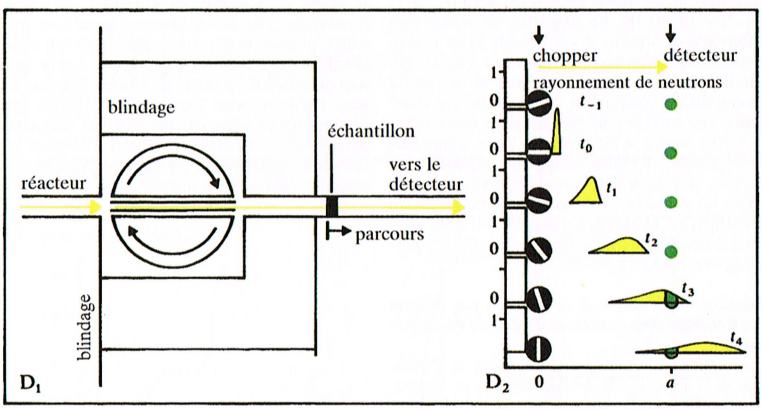
Spectroscopie de neutrons avec un accélérateur à impulsions



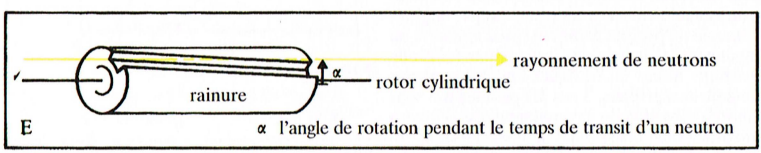
Spectroscopie de neutrons avec un accélérateur à courant continu



Spectroscopie de neutrons par la méthode de l'accélération des particules



Rayonnement de neutrons avec un chopper



Principe du mécanisme des sélecteurs de vitesse

Pour les petites énergies de neutrons, on ne peut plus mesurer l'énergie d'une particule formée et chargée pour déterminer l'énergie du neutron. Pour ce dernier, l'ensemble du domaine d'énergie de 0,01 eV jusqu'au MeV est cependant du plus haut intérêt : comme les neutrons, non chargés, ne réagissent qu'avec les noyaux atomiques et qu'ils ne sont pas influencés par les champs électromagnétiques internes à l'atome, ils sont utilisés dans les recherches sur le mouvement des noyaux dans les molécules ou sur les niveaux d'énergie des noyaux eux-mêmes. Ils peuvent même pénétrer, à la différence de toutes les autres particules chargées, avec une faible énergie, jusqu'à portée des forces nucléaires. En revanche, toutes les particules chargées positivement (particules α, protons, etc.) sont d'abord détournées par la charge nucléaire positive. Quant aux électrons, qui sont les seules particules stables chargées négativement (en dehors des antiparticules), ils ne sont pas influencés par les forces nucléaires.

Il existe une autre raison pour s'intéresser à la spectroscopie des neutrons lents, à savoir que les sections efficaces influencent justement le comportement des réactions nucléaires dans le domaine des basses énergies.

Méthode du temps de vol

Il existe une possibilité pour mesurer l'énergie des neutrons, à savoir mesurer sa vitesse ou le temps de vol entre deux points. Le premier point est déterminé par le détecteur (le plus souvent un scintillateur contenant du lithium) qui donne un signal temporel très précis quand un neutron arrive. Le second signal temporel est obtenu par exemple en créant les neutrons par une réaction au cours de laquelle apparaît en même temps une particule chargée dont l'enregistrement est utilisé comme signal de départ.

Technique de l'accélérateur

On peut créer des impulsions de neutrons intenses et brèves dans le temps, avec des accélérateurs. On utilise :

1. L'accélérateur linéaire d'électrons dans lequel les électrons créent des quanta de rayonnement de freinage sur une cible de mercure, qui créent à leur tour des neutrons par réactions (n, γ).
2. Le cyclotron avec lequel des protons d'énergie élevée sont envoyés sur des noyaux lourds de telle sorte que des neutrons se vaporisent à partir de la matière du noyau. Dans ces deux accélérateurs, le rayonnement de particules chargées est haché en impulsions brèves (1 microseconde).
3. Des accélérateurs à tensions égales pour des ions de deutérium avec les réactions ^{3}H (d, n) ^{4}He ou ^{2}H (d, n) ^{3}He. Dans ces accélérateurs, le rayonnement d'ions est détourné par une tension alternative devant un diaphragme de telle sorte qu'il ne parvient que pour un bref laps de temps, au cours d'un passage nul de la tension alternative, à traverser le diaphragme jusqu'à la cible de deutérium ^{2}H ou de tritium ^{3}H.

Si l'on utilise la réaction ^{3}H (d, n) ^{4}He, les électrons formés ont une énergie d'environ 14 MeV pour de faibles tensions accélératrices et le noyau d'hélium a une énergie d'environ 3,5 MeV. On peut mettre en évidence la présence de ce noyau avec des détecteurs à semi-conducteurs. On mesure alors l'énergie qu'ont encore les neutrons après une diffusion. Comme on sait qu'ils avaient avant une énergie de 14 MeV, on peut alors mesurer l'énergie fournie aux noyaux, c'est-à-dire celle des niveaux d'énergie.

Techniques de réacteur

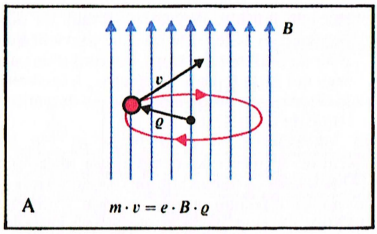
Les plus puissantes sources de neutrons dont dispose le physicien sont les réacteurs nucléaires. Les réacteurs de recherche habituels ne peuvent pas fonctionner par impulsion si bien que le rayonnement de neutrons en dehors du réacteur doit être haché en courtes impulsions. Ceci s'effectue grâce à ce que l'on appelle des « choppers ». Ce sont des boules faites d'un matériau qui absorbe très bien les neutrons et qui est traversé par de minces fentes dans l'axe du diamètre. La boule tourne avec une vitesse angulaire élevée autour d'un axe vertical de telle sorte que le rayonnement de neutrons sortant du réacteur puisse traverser deux fois les fentes de la boule à chaque rotation. À ce moment, un signal de départ est donné à l'aide d'un petit aimant ou d'un miroir sur l'axe rotor. Les trajets dans les spectromètres à choppers sont de l'ordre de 100 m.

Sélecteurs de vitesse

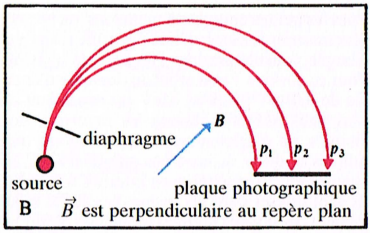
Avec le chopper, le rayonnement de neutrons n'est émis que pendant une faible partie du temps de mesure durant lequel tous les neutrons, indépendamment de leur énergie, peuvent passer et être mesurés. On peut, pour des neutrons de faibles énergies, ne laisser passer que des neutrons dont la vitesse a été choisie à l'avance.

De plus, on place devant le rayonnement de neutrons un rotor cylindrique avec des rainures en forme de vis sur la paroi. Par rotation du rotor, ne peuvent parcourir les rainures que les neutrons dont la vitesse est juste assez grande pour que la rainure soit toujours tournée à temps vers le rayonnement. On peut choisir les neutrons à laisser passer grâce à la vitesse de rotation du rotor.

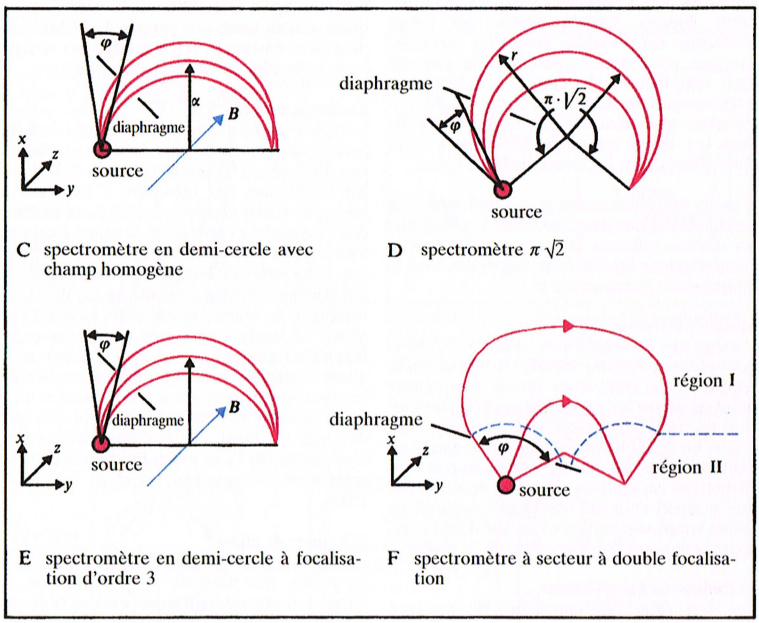
En plus de la mesure du temps de vol, la mesure de l'énergie des neutrons lents par détermination de la longueur d'onde est très répandue. On utilise alors la diffusion cohérente de neutrons sur des monocristaux (voir p. 136 et suivantes).



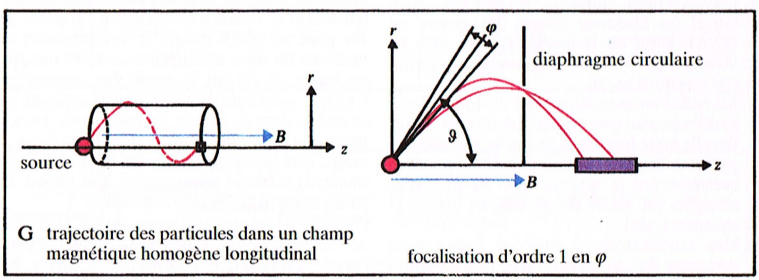
Trajectoire des particules dans un champ magnétique (particules chargées négativement)



Principe de fonctionnement d'un spectromètre magnétique avec plaques photographiques



Types de spectromètres à focalisation transversale



Principe des spectromètres à focalisation longitudinale

Mouvement de particules chargées dans le champ magnétique

Une particule chargée qui se déplace avec la vitesse v représente un courant d'intensité $e \cdot v$ (e est la charge élémentaire). D'après les lois de l'électrodynamique, une particule en mouvement dans un champ magnétique B est soumise à une force d'intensité $B \cdot e \cdot v$ si B et v sont perpendiculaires. La particule a de ce fait une trajectoire incurvée. On a :

$$\frac{mv^2}{R} = B \cdot e \cdot v, \qquad mv = e \cdot B \cdot R$$

R étant le rayon de courbure de la trajectoire.

Cette déviation peut être utilisée pour mesurer l'impulsion (quantité de mouvement) de la particule et ainsi leur énergie pour une masse connue. La méthode est surtout utilisée en spectrométrie pour les particules bêta.

Principe de fonctionnement

Un **spectromètre magnétique** est composé d'une source de rayonnement si possible ponctuelle, d'un diaphragme, d'un champ magnétique dans lequel les particules sont déviées dans différentes directions et d'un détecteur dans lequel les particules sont enregistrées. Celui-ci peut être composé d'une plaque photographique, d'un compteur proportionnel ou à scintillation muni d'un diaphragme.

Focalisation

Le rayon de courbure de la trajectoire des particules est déterminé par les trois mesures de la source, du premier diaphragme et du diaphragme du détecteur. Si l'on veut déterminer très précisément l'impulsion, il faut choisir des diaphragmes très étroits et on ne peut alors utiliser qu'un très petit domaine angulaire du rayonnement émis. Afin de mieux pouvoir utiliser l'intensité disponible dans l'émetteur de rayonnement, on utilise des champs focalisants dans lesquels les particules se rencontrent à nouveau toutes en un point.

Il existe deux types de focalisation : la **focalisation transversale** et la **focalisation longitudinale**. Dans la première, la direction du champ magnétique est perpendiculaire à l'axe passant par la source et le détecteur. Les trajectoires des particules se situent dans un plan perpendiculaire au champ. Dans la focalisation longitudinale, la direction du champ est parallèle à la ligne reliant la source au détecteur. Les trajectoires des particules ont à peu près la forme d'une vis.

On distingue en outre les focalisations longue et courte, suivant que le champ magnétique s'étend sur l'ensemble de la distance source-détecteur ou seulement sur une partie de celle-ci. On distingue également les focalisations simple ou double suivant que la source ponctuelle est représentée par une droite ou par un point.

Degré de focalisation

Chaque système de focalisation ne représente qu'une image approchée de la source sur le détecteur, c'est-à-dire que la précision augmente avec l'angle d'ouverture φ formé par la source ponctuelle et le premier diaphragme. En général, on peut modéliser la dépendance de la précision à l'angle d'ouverture sous la forme d'une suite :

$$\delta = a_1\varphi + a_2\varphi^2 + \ldots a_n\varphi^n + \ldots$$

Les angles d'ouverture φ sont toujours petits de telle sorte qu'il suffit de considérer le membre de la suite avec la puissance la plus faible en φ. On parle de focalisation d'ordre 1 quand $a_1 = 0$ ou en général de focalisation d'ordre n quand tous les coefficients jusqu'à a_n sont égaux à 0.

Types de spectromètres, focalisation transversale

Le **spectromètre en demi-cercle** a une focalisation transversale d'ordre 1 dans un champ homogène et d'ordre 3 pour une forme particulière du champ :

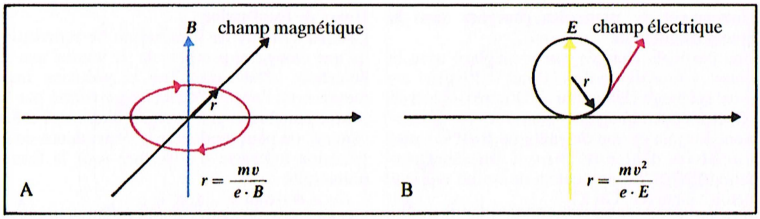
$$B_Z = B_0 \left[1 - \frac{3}{4}\left(\frac{r-a}{a}\right)^2\right]$$

r étant la distance du milieu de l'axe source-détecteur, a le rayon du cercle divisé par le milieu du premier diaphragme, la direction z étant perpendiculaire aux trajectoires des particules. Les particules parcourent un demi-cercle.

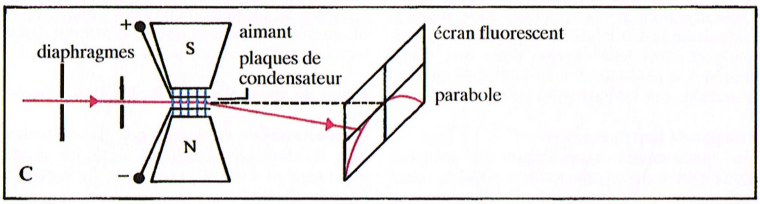
Le **spectromètre** $\pi\sqrt{2}$ a une focalisation d'ordre 3 en φ et d'ordre 1 en ψ pour une forme spéciale de l'aimant. Les particules parcourent un arc de cercle de longueur $\pi\sqrt{2}$. Le champ magnétique a, en dehors du plan central, une composante dans la direction r. La focalisation idéale pour φ et ψ peut être obtenue avec un spectromètre à secteur pour lequel le champ est égal à 0 à proximité de la source et du détecteur. Il diminue dans un domaine limité selon la distance x de l'axe source-détecteur en fonction de $\frac{1}{x}$.

Focalisation longitudinale

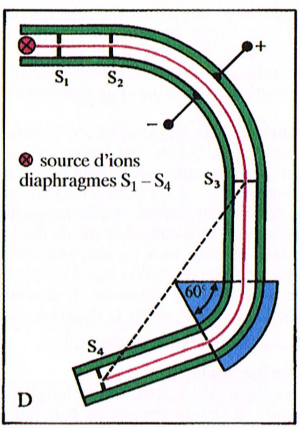
Dans le spectromètre à focalisation longitudinale, il règne un champ homogène parallèle à l'axe source-détecteur. Toutes les particules ayant l'impulsion souhaitée qui quittent la source en faisant un angle θ avec l'axe traversent un diaphragme en anneau disposé à une distance fixe et parviennent sur le détecteur.



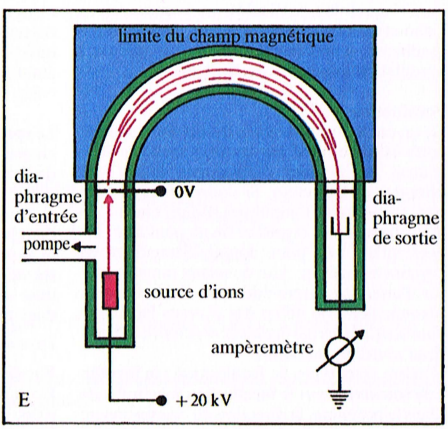
Déviation de particules dans un champ magnétique (A) et un champ électrique (B)



Méthode de la parabole pour la détermination de la masse des particules



Spectromètre de masse à secteur de Nier



Spectromètre de masse de Dempster

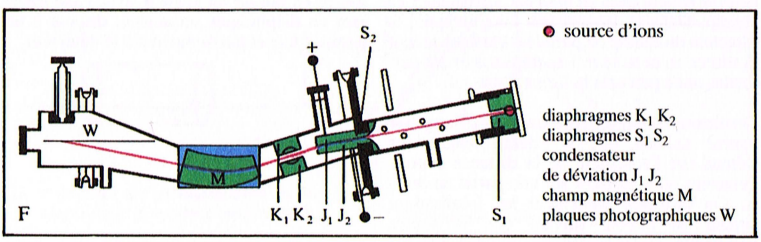


Schéma d'un spectrographe de masse d'Aston

Les **spectromètres** (ou spectrographes) **de masse** servent à mesurer les masses des ions ou plus précisément le rapport de la masse et de la charge.
Ils remplissent deux fonctions :
1. Mesure de la fréquence des différents isotopes du même élément présent dans la nature et des produits des réactions nucléaires. Pour ces mesures, on a besoin de spectromètres à faible dispersion qui doivent séparer des différences de masse de l'ordre d'une unité de masse atomique.
2. Mesure précise des masses des différents isotopes.

D'après ALBERT EINSTEIN, la masse et l'énergie sont liées par l'égalité :

$$E = mc^2$$

On peut de ce fait en déduire l'énergie de liaison

$$E_L = (Zm_p + (A - Z)m_n - m)c^2$$

m étant la masse de l'isotope, Z le numéro atomique, A le nombre de nucléons et m_p et m_n les masses du proton et du neutron.

Diffraction dans les champs électriques et magnétiques

Le principe de base de la mesure est la diffraction des différents rayonnements de particules chargées dans des champs électriques et magnétiques. Dans un champ électrique E, une force agit sur la particule. L'intensité de cette force a pour expression :

$$F_e = e \cdot E$$

Elle est indépendante de son mouvement et elle est dirigée dans la direction du champ ($e > 0$).
Dans un champ magnétique B, l'intensité de la force magnétique a pour expression :

$$F_m = e \cdot B \cdot v$$

Elle est proportionnelle à la vitesse et elle est perpendiculaire à celle-ci et à la direction du champ.
Le rayon de courbure d'une trajectoire de particule qui se trouve perpendiculaire au champ est, pour les champs magnétiques, proportionnel à l'impulsion et, pour les champs électriques, proportionnel à l'énergie. On peut de ce fait calculer la masse à partir de la trajectoire d'une particule qui traverse des champs électriques et magnétiques.

Méthode de la parabole

La plus ancienne méthode de mesure de masses d'ions repose sur la diffraction dans des champs parallèles électriques ou magnétiques. La déviation verticale dans un champ électrique est égale à :

$$y = \frac{eEl^2}{2mv^2}$$

La déviation due au champ magnétique est :

$$x = \frac{eBl^2}{2mv}$$

À partir des deux égalités, on obtient une parabole pour chaque masse m :

$$y = \frac{2E}{l^2B^2} \cdot \frac{m}{e} \cdot x^2$$

La détection des ions s'effectue sur un écran fluorescent.

Focalisation

On fait une distinction entre focalisation de direction et de vitesse.
La **focalisation en direction** signifie que les ions sont encore reproduits en un point à partir d'une petite zone spatiale, autour de l'axe central des diaphragmes de sortie (voir p. 168 et suivantes).
La **focalisation en vitesse** est utilisée dans le cas de mesures pour lesquelles l'énergie des ions quittant leur source n'est pas connue avec précision.
Les spectromètres de masse avec focalisation en direction furent construits par DEMPSTER et NIER.
DEMPSTER utilisa pour la focalisation en direction le principe du spectromètre en demi-cercle. Une électrode de métal émettant des électrons grâce auxquels les vapeurs du métal à observer sont ionisées sert de source d'ions. Ces ions ont peu d'énergie lorsqu'ils apparaissent. Ils sont accélérés jusqu'à une énergie connue, grâce à une tension électrique, et enfin ils pénètrent dans le champ magnétique. Après avoir traversé le champ magnétique, ils arrivent alors ensemble à une fente et ils peuvent être enregistrés par un électromètre.
NIER utilisa le principe du même dispositif comme source d'ions. Dans son spectromètre, le champ magnétique était un champ qui s'étendait sur un secteur circulaire de 60° dont le point central se situait dans un plan avec un diaphragme d'entrée et de sortie. Pour mieux déterminer l'énergie entre la source d'ions et le diaphragme d'entrée, se trouvait un filtre d'énergie qui se composait de deux plaques de condensateur en arc concentrique et en forme de cercle. Ce condensateur ne laisse passer que des ions d'énergie égale à $mv^2 = e \cdot E \cdot r$.
Un spectromètre de masse avec une focalisation en vitesse et en direction fut construit par ASTON et MATTAUCH. Les ions parcourent l'un après l'autre un champ électrique et un champ magnétique situé perpendiculairement au précédent. La déviation dans le champ électrique est exactement égale à la moitié de celle du champ magnétique. De ce fait, de faibles différences dans la vitesse s'équilibrent. Le diaphragme d'entrée vers le champ magnétique et l'écran de capture se composant d'une plaque photographique se situent dans un même plan.

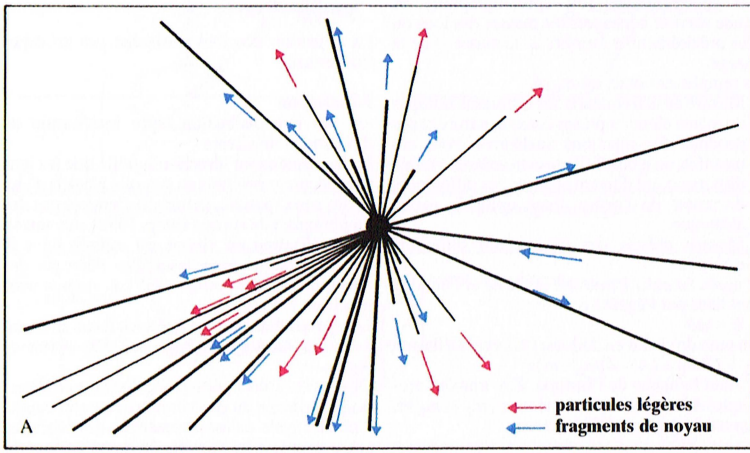
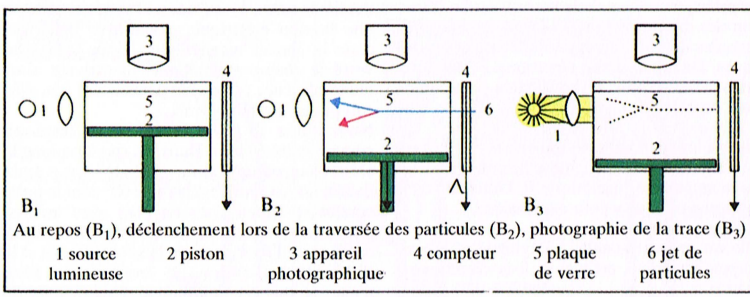
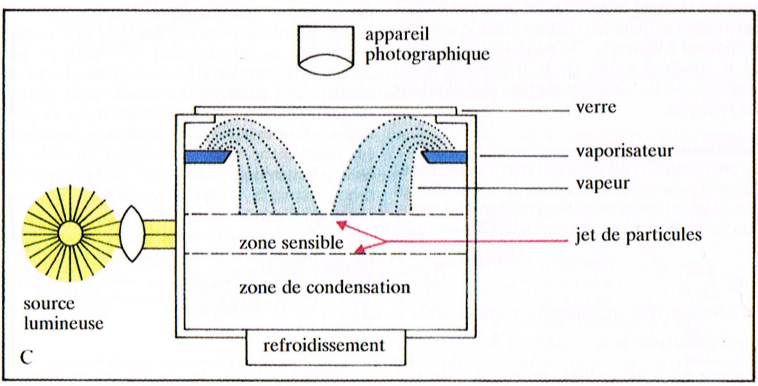


Image de l'émulsion photographique nucléaire de l'interaction entre un noyau atomique de haute énergie et un noyau de l'émulsion



Principe du fonctionnement des chambres à brouillard



Chambre à diffusion

Une particule rapide et chargée crée, le long de sa trajectoire, des ions et des électrons. Les **détecteurs de particules** utilisent des procédés spécifiques qui permettent de visualiser la trajectoire. Les caractéristiques de la trace observée, dont la longueur et le rayon de courbure dans un champ magnétique, permettent de déterminer les propriétés de la particule émise lors de chocs ou suite à des réactions nucléaires par exemple.

Émulsions photographiques nucléaires

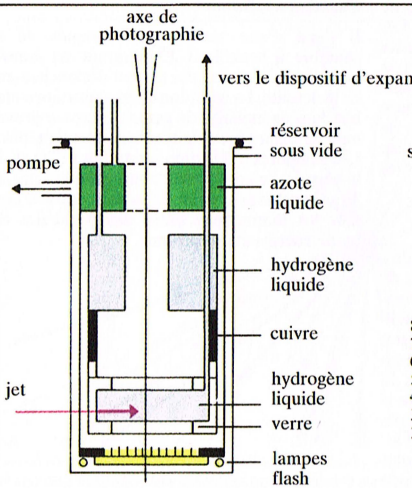
Les émulsions nucléaires sont des couches photosensibles (bromure d'argent dissous dans de la gélatine) de 2 mm d'épaisseur. Elles contiennent davantage de bromure d'argent que l'émulsion classique des pellicules photographiques, ce qui les rend très sensibles aux particules ionisantes. Ces particules ionisent les molécules de bromure d'argent le long de leur trajectoire si bien que, lors du développement, celle-ci apparaît sous forme d'une trace noire d'atomes d'argent. Le processus a lieu tant que les fines gouttelettes d'argent qui se forment sur les différents ions ne se mélangent pas. On peut alors dénombrer les ions lors de l'exploitation à l'aide du microscope.
Dans le cas de particules de très haute énergie, on utilise généralement plusieurs couches d'émulsions. Les différentes couches sont marquées pour définir avec précision la trajectoire d'une particule à travers les couches.
Le seul inconvénient notable de ce procédé est l'impossibilité de repérer sur la trace l'instant de sa création. Par ailleurs, les émulsions nucléaires ne peuvent être conservées que peu de temps car des traces parasites dues au rayonnement cosmique apparaissent très rapidement.

Chambre à brouillard (chambre de Wilson)

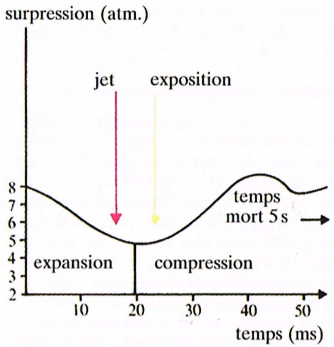
La chambre à brouillard a été conçue par C. T. R. Wilson en 1912. Elle repose sur le principe suivant : de l'air chaud peut libérer plus de vapeur que de l'air froid. Dans cette chambre à brouillard, l'air est saturé en vapeur d'eau à température ambiante. Le recul d'un piston assure la détente de cette vapeur qui se refroidit et se trouve alors en sursaturation. Si une particule chargée traverse à ce moment la chambre, elle y produit des ions qui provoquent l'apparition de gouttes. La trajectoire ainsi matérialisée est photographiée.
L'information peut être encore complétée par l'usage d'un champ magnétique dont l'effet sur la trajectoire, et notamment sur la courbure et le rayon de courbure, permet de connaître le signe de la charge et la quantité de mouvement de la particule.
La détente et la commande de la photographie se font généralement sur l'indication de compteurs de particules placés près de la chambre.

Chambre à diffusion

Il s'agit d'une version perfectionnée de la chambre à brouillard. L'opération est menée « en continu » et non pas au seul déclenchement de la détente. La variation de température s'établit dans un mélange de gaz et de vapeur provenant de deux zones où ils se trouvent liquéfiés.
Les chambres à diffusion modernes utilisent de la vapeur d'alcool et de l'hydrogène gazeux de 30 atmosphères environ. Elles permettent d'étudier les interactions entre des particules de haute énergie et des protons.

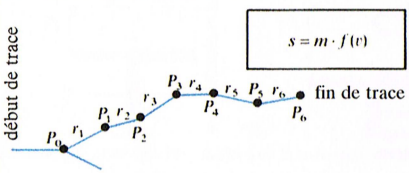


D Schéma

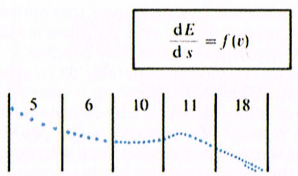


E Cycle de fonctionnement

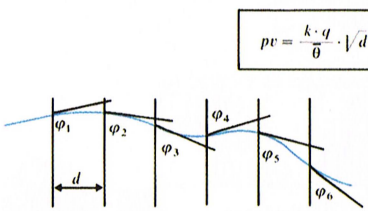
Chambre à bulles



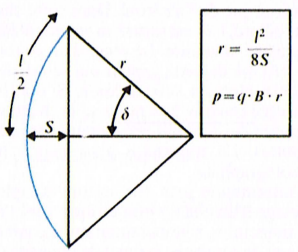
F Parcours
Les coordonnées des points de P_0 à P_6 sont mesurées. Les segments de r_1 à r_6 sont alors évalués, puis additionnés.



G Densité de grains
Après un classement des segments par longueur, les grains peuvent être dénombrés.



H Déflexion multiple
L'espace étant découpé en bandes de largeur d, les angles φ des tangentes, à l'entrée dans une bande, sont mesurés. La différence entre deux valeurs successives est θ. La valeur moyenne de toutes les valeurs θ est notée $\bar{\theta}$.



I Incurvation dans le champ magnétique B
Les grandeurs $l/2$ et S sont mesurées.

Mesures réalisées sur les traces de particules

Chambres à bulles

Ces chambres réunissent les avantages des émulsions nucléaires et des chambres à brouillard. La densité y est si élevée que des particules rapides y sont totalement freinées, ce qui permet de mesurer la longueur de leur trace et, en outre, d'avoir une bonne probabilité d'interaction. Elles ne contiennent qu'un seul type de noyaux atomiques (le plus souvent hydrogène ou deutérium), si bien que l'on peut mieux interpréter les résultats que dans le cas des émulsions nucléaires où l'on ne sait pas avec quel noyau l'interaction s'est produite. D'autre part, l'espace sensible occupe un volume plus important que dans les chambres à brouillard, ce qui permet une meilleure étude des trajectoires. Ce grand espace permet en outre la formation, puis la disparition de particules neutres éphémères comme Π^0 ou Λ^0, qui peuvent être étudiées, même si elles ne laissent pas de trace. En utilisant un champ magnétique, la concavité et le rayon de courbure des trajectoires permettent de déterminer la charge et la quantité de mouvement des particules.

La chambre à bulles est remplie d'un liquide chauffé légèrement au-delà du point d'ébullition avec une pression supérieure à la pression de vapeur saturante. Le liquide se trouve en surpression tant que la chambre ne fonctionne pas. Lors de l'enregistrement d'une trace de particule, la pression se trouve rapidement abaissée tandis que le liquide est surchauffé, ce qui permet la formation de bulles à l'emplacement des ions. Une phase de compression suit assez vite pour éviter l'ébullition généralisée. La trajectoire matérialisée peut alors être photographiée. Le seul inconvénient majeur de la chambre à bulles réside dans l'impossibilité de la faire démarrer par un compteur de particules situé à l'extérieur, comme dans les chambres à brouillard. Dans le temps qui s'écoule entre l'impulsion donnée par le compteur et l'expansion de la chambre, l'énergie emmagasinée dans la trace de particules se trouve dissipée dans l'environnement.

L'expansion de la chambre à bulles doit être déclenchée peu de temps avant le passage de la particule ionisante. Il faut donc utiliser des accélérateurs puissants qui permettent de connaître le moment précis où la particule va traverser la chambre.

Exploitation des traces de particules

L'identification des particules et l'étude de leurs propriétés se font à partir des photographies des traces visibles dans les chambres à diffusion ou à bulles, ou par examen sous microscope des émulsions nucléaires développées.

Mesures par émulsions nucléaires

Les grandeurs mesurées avec les émulsions photographiques nucléaires concernent le parcours, la densité de grains et la diffusion.

Étude du parcours. C'est la meilleure méthode pour la détermination de l'énergie d'une particule. La trajectoire observée avec le microscope est une succession de segments à la suite des déviations sur les atomes de l'émulsion. Ces trajets sont une fonction significative de la masse et de l'énergie de la particule (voir p. 124 et suiv.). Ces grandeurs peuvent permettre l'identification de la particule.

Étude de la densité de grains. Elle permet d'évaluer l'énergie perdue par la particule par segment parcouru. Cette perte d'énergie est une fonction de la charge et de la vitesse,

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}s} = q^2 f(v)$$

avec q : charge et v : vitesse de la particule.

Diffusion ou déflexion multiple

Lors de son trajet, la particule chargée est déviée d'un petit angle par chaque atome qu'elle rencontre. Seule la déviation moyenne est mesurée après un trajet donné d de l'ordre de 0,1 à 1 mm en général.

L'angle moyen $\bar{\theta}$ s'exprime selon la formule :

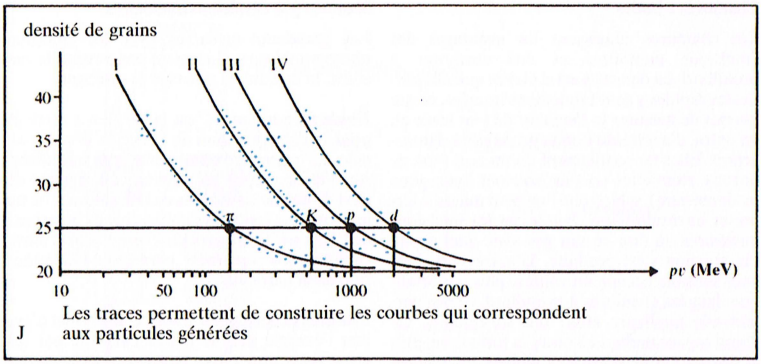
$$\bar{\theta} = \frac{k \cdot q}{p \cdot v}\sqrt{d}$$

q étant la charge de la particule, p la quantité de mouvement, v la vitesse et k une constante qui dépend de la matière de l'émulsion.

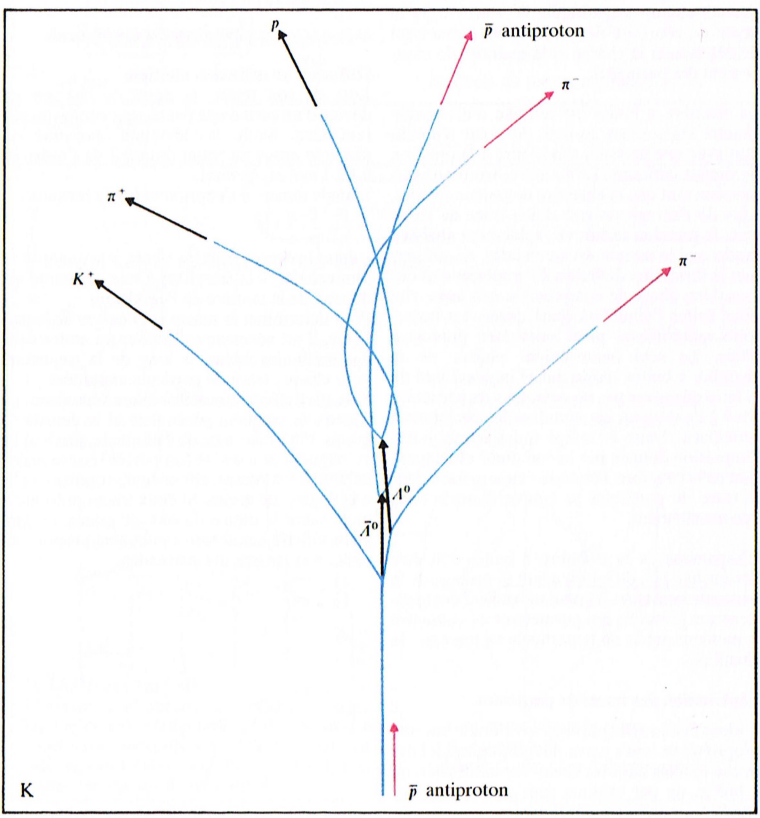
Pour déterminer la masse et l'énergie de la particule, il est nécessaire d'utiliser au moins deux des méthodes citées, le long de la trajectoire pour chaque trace de particule exploitée.

Si la particule s'immobilise dans l'émulsion, on mesure la longueur parcourue et la densité de grains. On utilise alors le fait que le quotient de la longueur parcourue (ou portée) par la masse dépend de la vitesse, elle-même proportionnelle à la densité de grains. Si deux traces présentent localement la même densité de grains, les longueurs de trajectoires restantes sont proportionnelles aux masses des particules :

$$\frac{s_A}{s_B} = \frac{m_A}{m_B}$$



Exploitation des mesures : densité de grains et déflexion multiple



Détection de particules neutres (Λ^o et $\bar{\Lambda}^o$)

Le plus souvent, certaines traces correspondent à des particules identifiées et connues (protons ou particules α), si bien que l'on peut calculer les masses des particules inconnues.
Si la particule ne s'immobilise pas dans l'émulsion, on détermine, à partir de la diffusion et de la densité de grains, les grandeurs $p \cdot v$ (quantité de mouvement) et v (vitesse), qui sont reliées par la formule relativiste :

$$p \cdot v = m_0 \cdot \frac{v^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

À vitesse égale, c.-à-d. pour une même densité de grains sur les deux traces, la grandeur $p \cdot v$ est proportionnelle à la masse au repos m_0 de la particule. Ainsi on peut déterminer les masses des particules inconnues à partir des particules connues toujours présentes. En pratique, on construit le diagramme $p \cdot v - v$: les courbes obtenues correspondent à des particules de masses différentes.

Chambres à brouillard et chambres à bulles

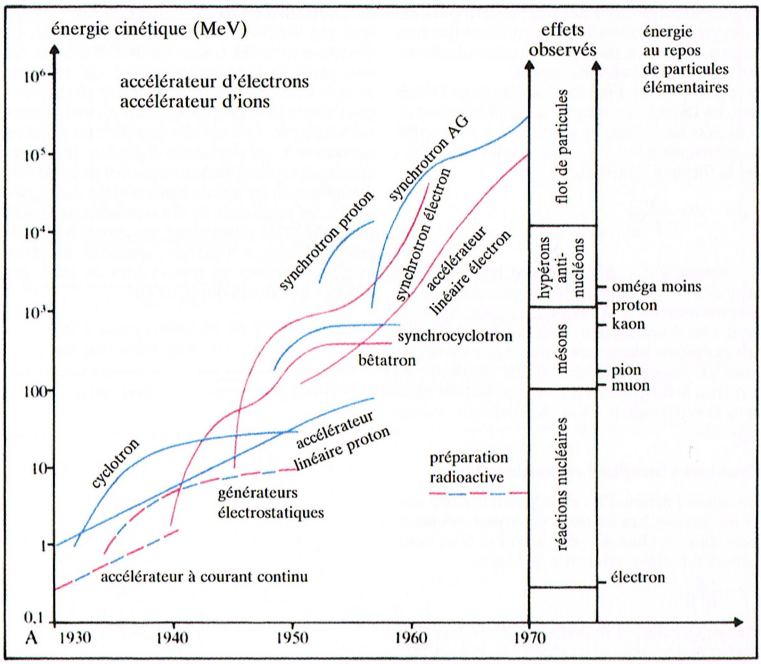
On utilise l'action d'un champ magnétique uniforme intense. Les particules chargées qui pénètrent dans ce champ y sont animées d'un mouvement circulaire uniforme de rayon :

$$r = \frac{p}{|q| \cdot B}$$

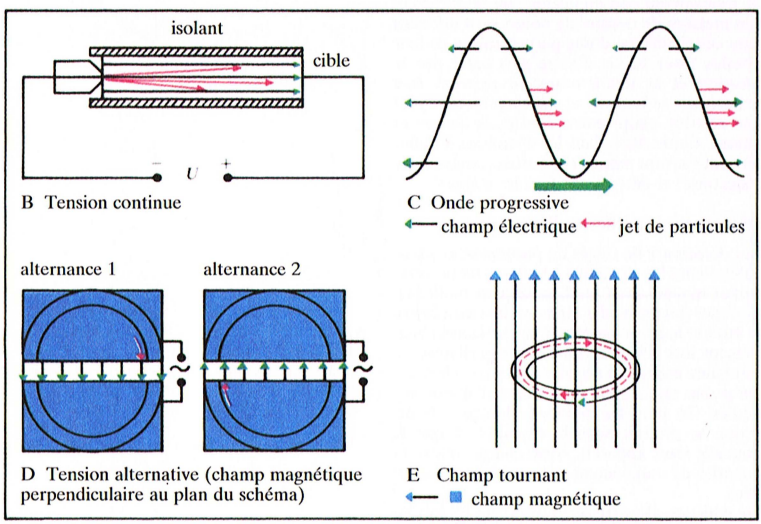
avec p : quantité de mouvement, B : intensité du champ magnétique et q : charge de la particule. La concavité de l'arc de trajectoire et son rayon permettent de connaître la charge et la quantité de mouvement (ou impulsion) de la particule. Les mesures de densité de points sont difficiles dans ces chambres, d'une part en raison de leur nombre assez faible, d'autre part parce que la pression et la température ne peuvent être maintenues suffisamment stables pour qu'il y ait une relation claire entre densité de points et vitesse. Cependant, dans les chambres à bulles on peut souvent mesurer la portée (longueur de trajectoire) et déterminer ainsi les masses.

Découverte de particules élémentaires

Les détecteurs de traces de particules, et particulièrement les chambres à bulles, sont les principaux moyens dont on dispose pour mettre en évidence des particules élémentaires à vie brève et étudier leurs propriétés. Ces particules apparaissent lors d'interactions entre particules de très haute énergie et noyaux d'atomes ; elles disparaissent rapidement en donnant d'autres particules. On peut les découvrir lorsque l'interaction se produit dans la chambre et que la nouvelle trace apparaît. Ainsi charge, masse et quantité de mouvement peuvent être déterminées.
On constate alors fréquemment que les lois de conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement lors de l'interaction ne paraissent pas vérifiées si l'on s'en tient aux valeurs obtenues avec les traces visibles. Dans ce cas, une particule neutre (au moins), qui ne laisse aucune trace, a été formée. Comme elle ne subit pas l'action du champ magnétique, sa trajectoire est rectiligne. Lorsqu'elle disparaît en donnant naissance à des particules chargées, des traces visibles apparaissent de nouveau et peuvent être exploitées. Si les lois de conservation sont appliquées, les propriétés de ces nouvelles particules permettent de déterminer les propriétés de la particule neutre (énergie, quantité de mouvement et masse au repos) dont on peut, par ailleurs, évaluer la durée de vie.



Évolution de l'accélérateur jusqu'en 1970



Méthodes d'accélération des particules

L'étude de la structure interne des atomes, des noyaux atomiques et des particules élémentaires est étroitement liée au développement de sources permettant d'obtenir des particules de très haute énergie. Pour examiner les structures internes de l'atome, des rayons Röntgen ou des rayons d'électrons sont suffisants, avec une énergie maximale de 100 keV environ. Pour étudier les niveaux d'énergie des noyaux, il est nécessaire d'avoir des particules de quelques MeV. Quant aux interactions de particules élémentaires avec formation et disparition, leur étude nécessite des particules d'énergie supérieure à 100 MeV.

Sources naturelles de rayonnement

Les premières sources de particules énergétiques utilisées pour étudier la structure de l'atome furent des préparations radioactives présentes à l'état naturel. Ces rayonnements naturels sont des particules alpha (noyau d'hélium 4) d'une énergie maximale de l'ordre de 8 MeV, des électrons (particules bêta) et le rayonnement gamma d'une énergie de l'ordre de 3 MeV. Ces sources ont permis d'étudier les niveaux d'énergie des atomes qui, pris dans leur état d'énergie le plus faible (état fondamental stable), étaient stimulés afin d'atteindre des niveaux d'énergie supérieure (états excités). La création d'isotopes radioactifs qui n'existent pas à l'état naturel était très limitée en raison du trop faible flux de particules (nombre de particules envoyées par seconde).

L'étude des mésons et des hypérons nécessite une énergie plus importante. Cette énergie élevée ne se trouve à l'état naturel que dans le rayonnement cosmique qui frappe la Terre en provenance de toutes les directions de l'espace. L'énergie des particules de ce rayonnement atteint des valeurs de l'ordre de 10^{15} MeV, soit des valeurs plus élevées que celles obtenues avec les accélérateurs à ce jour ou même dans un futur proche. Cependant, ces particules perdent déjà de l'énergie lors d'interactions avec les molécules de l'atmosphère supérieure ; de plus, les flux de particules de très haute énergie sont si faibles que les mesures expérimentales utilisant le rayonnement cosmique demeurent incomplètes et difficiles à interpréter. C'est pourquoi il est nécessaire pour la recherche de pouvoir obtenir en laboratoire des particules de très haute énergie à flux élevé. C'est le rôle des accélérateurs.

Principe d'un accélérateur

Un accélérateur se compose en premier lieu d'une *source* d'ions ou d'électrons. Les électrons sont produits par effet thermo-ionique, les ions, particules chargées plus lourdes, dans des tubes à décharge électrique. Les particules sortent de la source avec une vitesse et une énergie faibles.

L'accélérateur possède ensuite un *espace d'accélération* dont les particules émergent avec l'énergie désirée pour pénétrer dans l'*espace d'expérimentation* (ou *cible*) où ces particules *sondes* vont converger et avoir des interactions avec les particules *cibles*, atomes ou noyaux.

L'espace d'accélération peut être *à différence de potentiel* : le champ électrique maintenu entre deux électrodes à des potentiels différents confère à la particule chargée une énergie cinétique. L'énergie cinétique E_k acquise par charge élémentaire pour un trajet s le long d'une ligne de champ E s'écrit :

$$E_k = e \int_0^s E \cdot ds$$

Si le champ électrique E établi entre la source et la cible est uniforme, la relation entre la tension U, la distance s entre les électrodes et le champ E permet d'écrire :

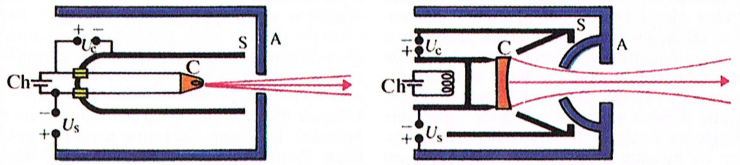
$$E_k = e \cdot U$$

On obtient des énergies élevées avec un champ électrique de forte intensité et un parcours suffisamment long. Citons par exemple l'accélérateur de Cockcroft et Walton, ainsi que celui de Van de Graaff.

D'autres accélérateurs sont *à champs et accélérations multiples* : deux demi-« camembert » ou D (dees) dans lesquels règne un champ magnétique B uniforme sont séparés par un espace d'accélération à différence de potentiel relativement étroit. La particule sort de la source au centre du « camembert », est d'abord accélérée par le champ électrique et pénètre avec une vitesse modeste dans le premier D, perpendiculairement au champ B ; la trajectoire dans le D est alors circulaire et la vitesse y demeure constante. À chaque passage entre les D, la particule est de nouveau accélérée et effectue ainsi une succession de demi-cercles avec des vitesses de plus en plus importantes. Le cyclotron et le synchrotron appartiennent à cette catégorie.

Enfin, les *accélérateurs de type bêtatron* utilisent le principe de l'induction électromagnétique pour accélérer des électrons. Ceux-ci sont accélérés par un champ électrique avant d'être dirigés vers une couronne où règne un vide et où ils sont accélérés par un électroaimant à champ magnétique variable.

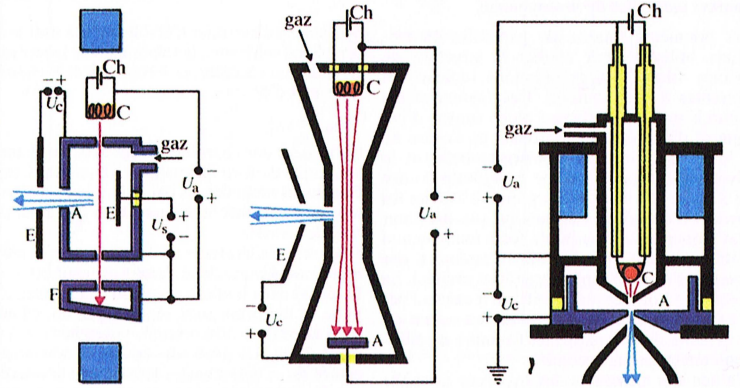
Dans la plupart des accélérateurs, les particules accélérées sont soit des électrons, soit des particules relativement légères comme le proton, le deutéron ou la particule alpha. À la suite des interactions dans l'espace d'expérimentation on peut obtenir des particules élémentaires comme le pion, le kaon, l'hypéron ou des rayons X ou gamma. Comme le rendement de ces processus de transformation est faible, il faut des accélérateurs permettant d'obtenir de très hautes énergies. Le choix de l'énergie dépend du phénomène que l'on veut produire. Les accélérateurs



A anode C cathode Ch chauffage U_c tension de commande U_s tension d'extraction

A Canon à électrons B Source d'électrons Pierce

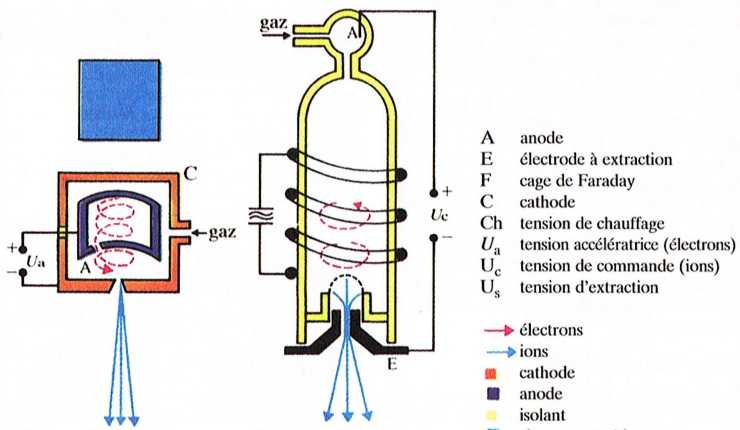
Sources d'électrons



C Source d'ions (première ionisation)

D Source à arc lumineux

E Source à plasma



F Source d'ions à cathode froide

G Source haute fréquence

A anode
E électrode à extraction
F cage de Faraday
C cathode
Ch tension de chauffage
U_a tension accélératrice (électrons)
U_c tension de commande (ions)
U_s tension d'extraction

électrons
ions
cathode
anode
isolant
champ magnétique

Sources d'ions

linéaires les plus puissants confèrent aux électrons une énergie supérieure à 100 MeV. La puissance développée, de l'ordre de 1 000 MW, ne peut être longtemps maintenue sous peine de transformer la cible en vapeur.

Sources d'électrons

Les accélérateurs d'électrons imposent en général des conditions très précises à la source d'électrons: un flux important, un faisceau de faible ouverture angulaire, une longue durée de vie avec une activité stable. La production d'électrons se fait par *effet thermo-ionique* (ou thermoélectronique): des électrons libres sont émis par un métal placé dans une enceinte à vide poussé et à température élevée. Une tension continue est maintenue entre une anode métallique et un fil également métallique en cathode. Le fil porté à incandescence émet des électrons recueillis par l'anode: c'est le courant thermo-ionique. À température du fil constante, le courant thermo-ionique augmente avec la tension mais atteint rapidement un courant de saturation dont l'intensité dépend de la température selon la loi de Richardson:

$$I = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{w}{kT}}$$

avec T: température; k: constante de Boltzmann; w: travail (énergie) d'extraction d'un électron du métal.
On utilise de préférence des métaux à énergie d'extraction faible et que l'on peut porter à des températures élevées.
Le faisceau d'électrons accéléré se dirige vers la fenêtre de l'anode.

Sources d'ions

Les exigences relatives aux sources d'ions sont pratiquement les mêmes que pour les sources d'électrons. Cependant, comme les ions sont le plus souvent produits dans des tubes à décharge électrique dans un gaz, il faut de plus veiller à ce que le gaz neutre s'échappe le moins possible pour que le système créant le vide dans l'accélérateur ne soit pas trop sollicité.

Ionisation dans les gaz

L'ionisation se produit soit par rayonnement lumineux de courte longueur d'onde, soit à la suite de chocs d'électrons, d'ions, ou d'interactions avec des atomes neutres après une agitation thermique. Le procédé le plus utilisé reste l'ionisation par chocs d'électrons dans des tubes à décharge.

Source d'ions par ionisation primaire

Une telle source utilise des gaz à très faible pression ($3 \cdot 10^{-4}$ à 10^{-3} mm Hg). Lors de la traversée de ce gaz par un faisceau électronique on peut considérer que seuls ont lieu les chocs entre les électrons et les molécules du gaz; les chocs d'ions entre eux ou les processus de recombinaison sont rares en raison de la faible densité de molécules. Les ions, repoussés par une électrode positive vers une fenêtre de sortie, sont ensuite attirés par une électrode négative (électrode de postaccélération). Pour allonger le parcours des électrons, un champ magnétique de direction parallèle au faisceau électronique leur confère une trajectoire hélicoïdale.

Source par décharge à arc lumineux

Si l'on augmente la pression dans la source d'ionisation primaire, un arc lumineux se forme; en effet, un courant plus élevé parvient aux électrons primaires à cause des électrons libérés par l'ionisation.

Source à plasma

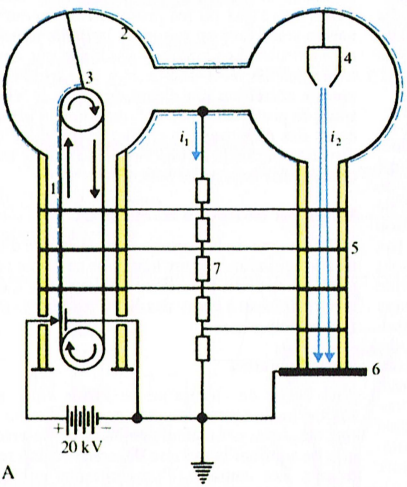
Sous l'effet de l'ionisation se forme entre les électrodes une sorte de conducteur ou *plasma*. Il faut employer des champs magnétiques intenses afin de confiner la matière dans une région restreinte. Les courants d'ions obtenus peuvent s'élever à quelques ampères. Cette source, la plus rentable connue à ce jour, présente l'inconvénient de fournir une grande proportion d'ions polyatomiques.

Source d'ions à cathode froide (source Penning)

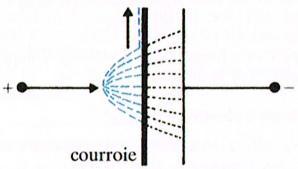
Avec une intensité de champ électrique suffisamment élevée, l'ionisation par décharge dans un gaz peut également se réaliser avec des électrodes froides. Les électrons ionisants proviennent d'ionisations précédentes. Dans ce type de source, le parcours des électrons dans le gaz raréfié est prolongé par l'utilisation d'un champ magnétique axial. L'avantage de cette source en est la longévité puisqu'on évite l'utilisation de la fragile cathode incandescente.

Source à haute fréquence

Cette source est fondée sur l'interaction d'un faisceau d'électrons et du champ électrique d'une onde électromagnétique à laquelle le faisceau cède une partie de son énergie. Le faisceau d'électrons est focalisé par un champ magnétique créé par un solénoïde. Ces sources fournissent une grande proportion d'ions monoatomiques puisque les recombinaisons, qui ont toujours lieu sur des parois métalliques, n'y sont pas possibles.



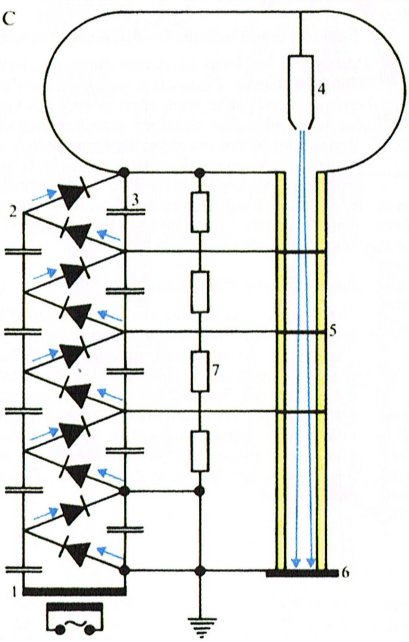
A



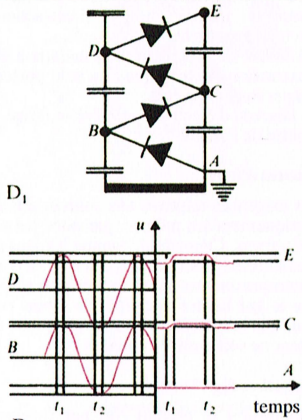
B électrode source

1 courroie (transport de charges)
2 électrode haute tension
3 séparation des charges
4 source d'ions
5 anneaux de potentiel
6 cible
7 colonne de résistances
i_1 courant perte
i_2 courant ionique

Accélérateur Van de Graaff pour ions positifs



C



Évolution du courant et de la tension

1 transformateur haute tension
2 colonne d'accélération
3 colonne de nivellement
4 source d'ions
5 anneaux de potentiel
6 cible
7 colonne de résistances

Multiplicateur de tension

Les **accélérateurs à tension continue** sont les appareils les plus simples pour produire des particules sondes servant à l'étude des réactions nucléaires. L'énergie de ces particules peut atteindre quelques MeV. La source d'ions ou d'électrons est à un potentiel élevé. Les particules chargées sont accélérées jusqu'à une énergie voulue par une tension uniforme entre la source de potentiel élevé et l'espace d'expérimentation (cible) à la masse. Soit U le potentiel élevé et e la charge de la particule, l'énergie acquise par la particule lors de son trajet est $e \cdot U$.
L'énergie maximale de ces accélérateurs est limitée par la stabilité de la tension de l'électrode haute tension. Avec des tensions très élevées, il peut se produire des décharges en couronne dans l'air ambiant et des décharges d'étincelles dans la Terre ou les parois proches. Pour ces raisons, les énergies atteintes vont jusqu'à 2 MeV pour des accélérateurs à tension continue à l'air libre et jusqu'à 10 MeV avec des installations dans des caissons sous pression.
L'accélérateur se compose d'un générateur de haute tension, de la source de particules, d'un tube d'accélération, de la cible (espace d'expérimentation) et d'installations secondaires pour la réalisation du vide, des mesures, etc. Les différents types d'accélérateurs à tension continue sont caractérisés par leur mode de production de la haute tension.

Accélérateur électrostatique Van de Graaff

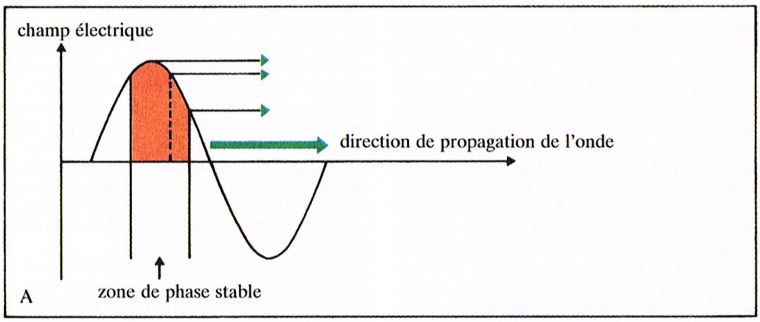
Dans ce générateur, encore appelé générateur à transport de charges par courroie, le potentiel de l'électrode placée à la haute tension est donné par $U = Q/C$, où C est la capacité de cette électrode et Q la charge électrique accumulée. L'équilibre est réalisé entre le transport de charges par la courroie et les courants de fuite divers, dont le faisceau accéléré.
Des charges (électrons ou ions) sont déposées sur la courroie faite d'un matériau isolant. La courroie les transporte vers l'électrode de haute tension : elle pénètre dans l'électrode sphérique métallique par un trou, puis s'enroule sur une poulie isolée de l'électrode. Dans cet espace intérieur de l'électrode, un collecteur ramasse les charges de la courroie et les dépose sur la sphère qui peut ainsi atteindre un potentiel élevé.
L'intensité du courant est limitée par la densité de charges que l'on peut déposer sur la courroie et par sa vitesse de déroulement. On atteint jusqu'à 1 000 µA. Une partie de ce courant est utilisée dans les tubes d'accélération, de sorte qu'on ne dispose en réalité que de 500 µA pour le faisceau de particules.

Multiplicateurs de tension

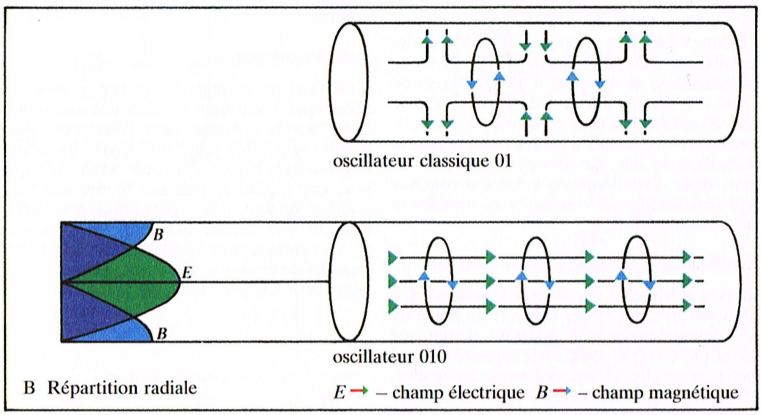
Ces générateurs ont des tensions généralement un peu inférieures à celles des générateurs à courroie, mais en revanche les courants ont une intensité relativement plus élevée. La tension délivrée par un transformateur à haute tension est multipliée par un montage en série ou en parallèle de redresseurs et de condensateurs.
La bobine secondaire du transformateur à haute tension est reliée d'une part à la masse et d'autre part à une tension oscillant entre $+U$ et $-U$.
Ce système, mettant en œuvre des procédés de charges et de décharges successives, permet d'obtenir des tensions de plusieurs centaines de milliers de volts à partir d'une série de différences de potentiel plus faibles.
Le prototype est l'accélérateur de Cockcroft et Walton créé pour accélérer les protons. Malgré les perfectionnements apportés à ces multiplicateurs, la tension maximale demeure de l'ordre du MeV. Ils sont très utilisés dans cette zone et servent aussi d'injecteurs pour d'autres accélérateurs.

Tube d'accélération

Il est fabriqué en matériau isolant, souvent en céramique. Les ions et les électrons soumis à la différence de potentiel entre l'électrode haute tension et la cible reliée à la masse traversent l'espace dans lequel le vide est établi. Afin que le champ électrique créé soit le plus uniforme possible, on utilise des « anneaux de potentiel ». Ces anneaux métalliques sont reliés par des dipôles ohmiques de résistance élevée à l'électrode haute tension et à la Terre, si bien que l'on peut régler leur potentiel avec précision.



Situation de phase du jet de particules accélérées et de l'onde progressive



Oscillateurs électromagnétiques à cavité résonante

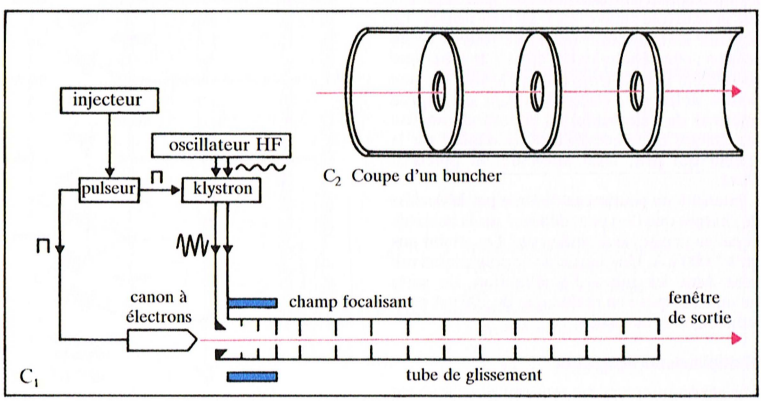


Schéma simplifié de l'accélérateur linéaire d'électrons

L'accélération de particules chargées d'énergie dépassant 10 MeV n'est pas techniquement réalisable à l'aide de simples champs électrostatiques. Les tensions nécessaires seraient en effet de l'ordre de 10 millions de volts. Pour atteindre ces énergies importantes, on utilise des champs électromagnétiques alternatifs qui sont synchronisés de façon à ce que les particules chargées soient accélérées un grand nombre de fois par le champ électrique au cours de leurs trajectoires. Les particules traversent une suite d'électrodes tubulaires mises alternativement en connexion avec les deux pôles d'une source de radiofréquence.

Dans l'**accélérateur linéaire**, à la différence des accélérateurs à trajectoires circulaires, les particules ne traversent qu'une seule fois l'espace accélérateur.
Pour obtenir la résonance, dans un tel accélérateur linéaire à ondes progressives, le champ électrique se propage de façon à être actif en chaque point de la trajectoire, au moment où la particule se présente. Ce champ accélérateur ne s'établit qu'au moment où la particule traverse l'espace accélérateur en faisant fonctionner un oscillateur radio produisant des tensions alternatives dans deux intervalles successifs d'accélération. La condition de résonance est que la distance entre les deux intervalles soit parcourue par la particule dans un temps égal à une période du champ alternatif.

État et stabilité des phases

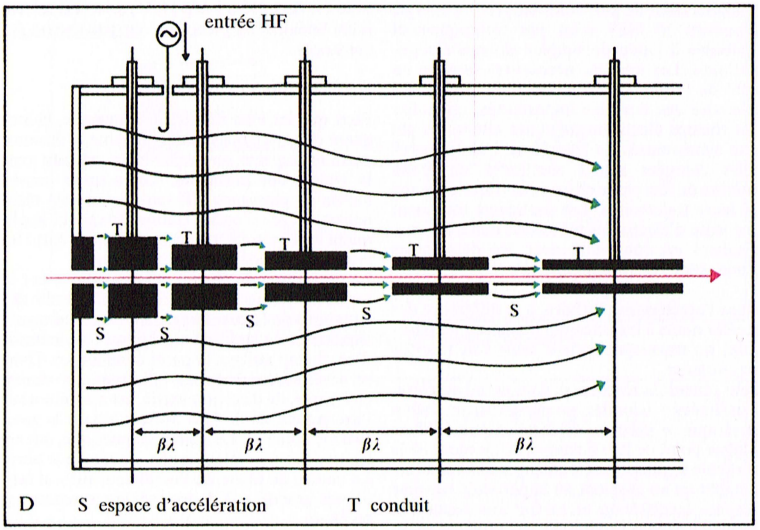
L'énergie finale obtenue par la particule est proportionnelle à l'intensité du champ électrique qui a agi sur la particule dans l'espace accélérateur. Lorsque la particule a, en tout point, la même vitesse que l'onde, le déphasage est constant. Si sa vitesse est légèrement supérieure ou inférieure, le déphasage varie, en avance ou en retard. Tant que la vitesse de la particule augmente avec l'énergie, on peut obtenir un groupe de particules en choisissant des valeurs de vitesse de phase de l'onde et de vitesse des particules afin que les particules en retard rencontrent une intensité de champ accélérateur plus élevée et que les particules en avance rencontrent un champ d'intensité plus faible. Ce processus n'est réalisable que si l'énergie cinétique des particules n'est pas beaucoup plus grande que l'énergie au repos (énergie de masse) m_0c^2, avec m_0 = masse au repos et c = vitesse de la lumière dans le vide. Pour des énergies trop élevées, la vitesse des particules atteint la vitesse de la lumière et devient indépendante de l'énergie. C'est pourquoi les accélérateurs linéaires sont très différents selon qu'ils concernent des électrons ou des ions.
Les électrons atteignent pratiquement la vitesse de la lumière avec une énergie de 1 MeV, tandis que pour les protons l'énergie cinétique nécessaire est de 1 000 à 2 000 MeV ; de tels accélérateurs linéaires de protons n'ont pas encore été construits.

Accélérateurs à cavité résonante

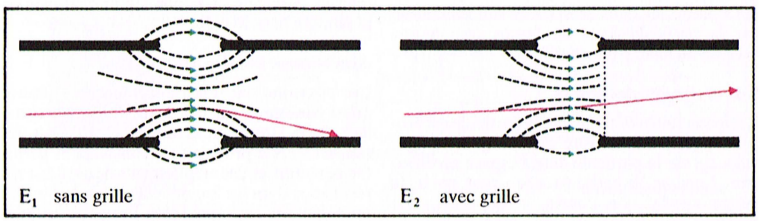
Pour que les ions restent en résonance, la longueur des électrodes, qui représente la distance entre les espaces accélérateurs, augmente avec la vitesse des particules. Les sources convenables de puissance HF sont des cavités résonantes, sièges d'ondes stationnaires, qui appliquent le champ électrique accélérateur entre les électrodes de longueurs croissantes.
La répartition de champ est déterminée par la forme des parois et la fréquence. Elle résulte des équations de Maxwell régissant l'électromagnétisme avec la condition aux limites (ou de bord) d'un champ nul sur la paroi conductrice. Dans un accélérateur de forme cylindrique, le champ électrique, de direction axiale, est maximum sur l'axe (valeur notée 1) et devient nul sur la paroi (valeur notée 0). Le champ magnétique, qui est transversal, a sa valeur la plus élevée sur le bord.
La vitesse de phase de l'oscillateur 010 est infiniment grande, c.-à-d. que tout le résonateur est en phase.
La condition d'oscillation 010 est donnée par la formule $R = 2{,}045\ \frac{c}{\omega}$ avec R: rayon du résonateur, ω: pulsation de l'onde HF et c: vitesse de la lumière dans le vide.

Accélérateur linéaire d'électrons

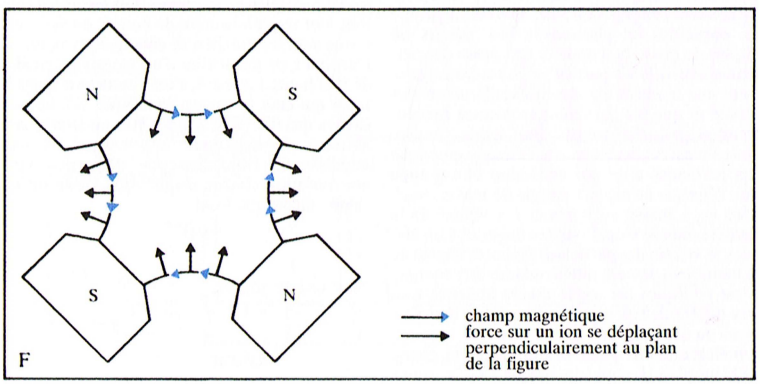
Les électrons ont très rapidement une vitesse quasi constante, car dès 2 MeV, un électron a 98% de la vitesse de la lumière. De ce fait, les espacements à prévoir sont constants et petits. On peut utiliser des empilements de cavités avec résonance dans les bandes classiques et faire se propager les électrons selon l'axe des empilements qui constitue un guide d'ondes où le champ électrique est apporté par les ondes électromagnétiques progressives. Les électrons font tout leur trajet à la crête de l'onde, en synchronisme avec les maxima de champ électrique.
Dans un type particulier d'accélérateur linéaire de très haute intensité, c'est l'induction magnétique qui crée le champ électrique. Au lieu de cavités qui créent le champ HF, on trouve des anneaux de matériaux magnétiques où une impulsion électrique dans une bobine provoque une variation de flux magnétique induisant un champ électrique axial.



Résonateur à cavité d'un accélérateur d'ions



Déviation dans l'espace d'accélération



Focalisation par un quadripôle magnétique

Tous les accélérateurs à électrons ne peuvent être activés que par impulsion, en raison de la grande puissance nécessaire.
À l'entrée se trouve le **klystron**, tube électronique amplificateur de micro-ondes formé d'une ampoule à vide poussé renfermant une cathode, de deux résonateurs à cavité cylindrique, avec les parties centrales des surfaces planes perforées (grilles), reliées par un tube (espace de glissement) et un collecteur d'électrons (collecteur). Avec des micro-ondes de l'ordre de 3 000 MHz, ce klystron fournit jusqu'à 30 MW en régime impulsif.
Les électrons émis par la cathode sont concentrés dans un faisceau par des électrodes focalisantes et traversent le premier résonateur ou **buncher** en passant par les opercules des grilles. Le signal d'entrée place ce résonateur en oscillation et le champ électrique variable qui en résulte agit sur les électrons pour en augmenter et diminuer périodiquement la vitesse. Dans le tube de glissement, après le premier résonateur, les électrons accélérés rejoignent les électrons qui, dans la période de l'oscillation précédente, avaient été retardés. Ainsi se forment des paquets d'électrons.

Comparés aux accélérateurs circulaires fournissant des énergies du même ordre de grandeur, les accélérateurs linéaires d'électrons possèdent certains avantages :

– valeur de l'énergie souhaitée facile à régler ;
– bon rendement tout au long de la trajectoire ;
– recueil du faisceau émergent particulièrement simple.

Le seul inconvénient réside dans la précision exigée quant aux proportions dans le tube. Des écarts provoquent une diminution sensible de l'énergie. Ces exigences de précision influent sur le coût.

L'essor des accélérateurs linéaires à électrons résulte des travaux accomplis notamment par W. W. Hansen à Stanford et J. C. Slater à Cambridge aux États-Unis et par D. W. Fry en Grande-Bretagne. Ils sont utilisés dans de vastes domaines d'énergie et avec des objectifs multiples. La plus grande installation est l'accélérateur de Stanford, près de San Francisco, d'une longueur de 3 200 m ; il atteint 40 GeV d'énergie et 100 mA de courant crête.

Accélérateur linéaire d'ions

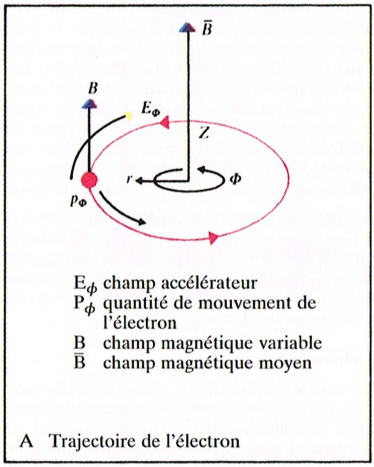
La structure d'un accélérateur d'ions est différente de celle d'un accélérateur d'électrons car la vitesse des ions augmente avec l'énergie. Les ions n'atteignent la vitesse de la lumière qu'avec des énergies de l'ordre de 2 000 MeV ; les plus grands accélérateurs linéaires d'ions ne vont que jusqu'à 1 000 MeV.

Le type actuel d'accélérateur d'ions résulte des recherches de Wideröe et d'Alvarez. Le faisceau d'ions se propage selon l'axe dans un résonateur à cavité cylindrique à oscillation 010. Les ions ne peuvent pas parcourir le résonateur entier pendant une période d'oscillation. Aussi le champ électrique accélérateur créé entre les électrodes de longueur croissante doit-il être bloqué dans les alternances décélératrices par ces mêmes électrodes qui servent alors d'écran.

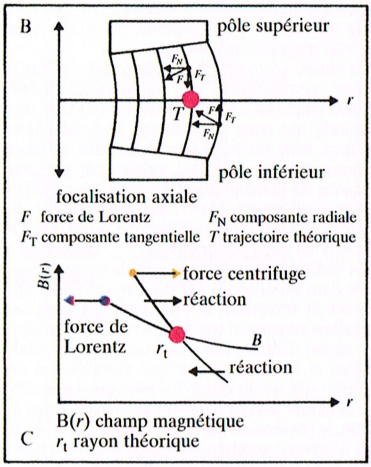
Il existe de nombreux accélérateurs linéaires d'ions. Certains sont les injecteurs d'accélérateurs géants. Ainsi l'accélérateur de Los Alamos (États-Unis), long de 1 km, fournit un courant moyen de 1 mA de protons de 800 MeV et sert notamment de source de pions.

Stabilité radiale

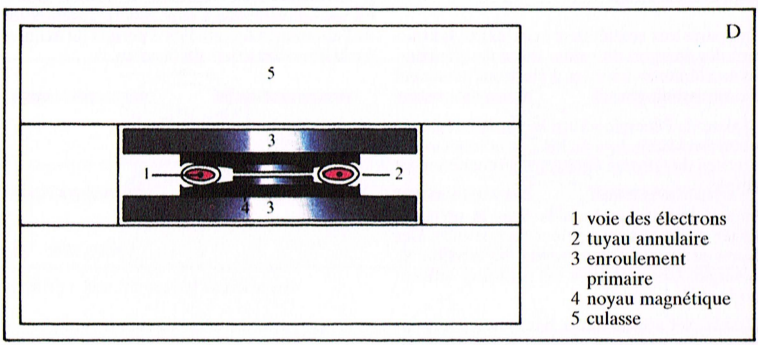
Le champ électrique en phase d'accélération peut faire dévier le faisceau de particules chargées. Un quadripôle magnétique permet de focaliser ce faisceau : les trajectoires convergent ou divergent selon le signe du gradient de champ magnétique, mais à la traversée de deux gradients de signes opposés, le résultat global est une convergence. Ces propriétés focalisantes de l'alternance des gradients permet de maintenir la direction axiale du faisceau.



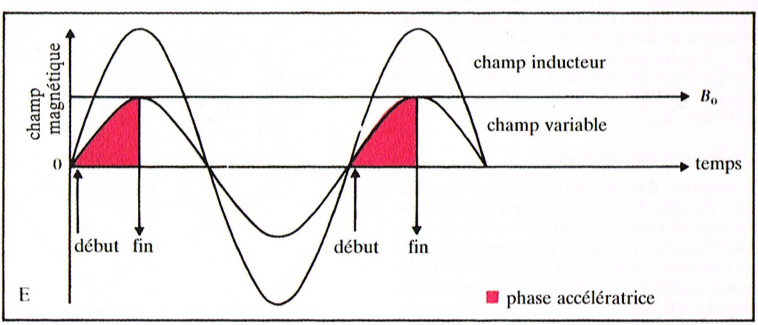
Champs et trajectoire de particules dans le bêtatron



Focalisation dans le bêtatron



Coupe dans un bêtatron



Cycle d'accélération d'un bêtatron

Accélérateurs circulaires

Des particules chargées qui pénètrent dans un champ magnétique uniforme avec une vitesse de direction perpendiculaire au champ décrivent des trajectoires circulaires planes dans un plan perpendiculaire au champ magnétique. Ainsi on peut imaginer la réalisation d'accélérateurs circulaires parcourus plusieurs fois par la même particule, cette particule étant accélérée lors de chaque parcours. L'accélération peut être faible lors d'un seul passage, mais devenir importante avec un nombre de passages suffisant. L'énergie atteinte est alors élevée.
Les accélérateurs circulaires posent, plus que les accélérateurs linéaires, le problème de la focalisation du faisceau en raison de la très grande longueur de trajectoire qui correspond à un grand nombre de passages sur la même orbite. De même, le vide doit y être encore supérieur afin d'avoir une probabilité de dispersion du même ordre que dans les accélérateurs linéaires. En revanche, un important gain d'énergie peut être réalisé sur des dimensions linéaires assez réduites.

Bêtatron

Utilisé pour accélérer les électrons, le principe du bêtatron repose sur l'induction magnétique. Les électrons émis par un filament incandescent et accélérés par un champ électrique sont dirigés vers une enceinte toroïdale où règne un vide et où ils sont accélérés par un champ magnétique variable. Le champ magnétique central très intense est créé par un électroaimant adéquat. Il sert également à assurer la stabilité de l'orbite.

Demi-condition

WIDERÖE énonça en 1928 la demi-condition de stabilité de trajectoire :

$$B = \frac{1}{2}\,\bar{B}$$

avec B : valeur du champ magnétique uniforme et $\bar{B}$: valeur moyenne du champ magnétique sur la trajectoire. Ainsi la variation de flux doit être le double de la valeur qui serait obtenue avec un champ magnétique uniforme.

Condition de focalisation

Les particules doivent être maintenues sur leur orbite circulaire durant le très grand nombre de tours qu'elles effectuent (de l'ordre du million). La décroissance radiale du champ magnétique est déterminée en conséquence.
La force de Lorentz et la force centrifuge sur la particule située sur son orbite circulaire sont opposées et de même intensité. Si la particule s'éloigne vers l'intérieur de l'orbite, la force centrifuge la ramène vers l'extérieur ; si la particule s'éloigne vers l'extérieur, la force de Lorentz la ramène vers l'intérieur. Ces deux conditions s'expriment mathématiquement :

$$0 > \frac{r}{B}\,\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}r} > -1$$

où r désigne la distance à l'axe.
Si ces conditions sont remplies, la trajectoire n'est que très légèrement oscillatoire autour du cercle prévu.

Cycle d'accélération

Le bêtatron est constitué d'un gros électroaimant dont la forme permet de satisfaire la demi-condition et les conditions de focalisation sur la couronne. L'aimant est parcouru par un courant alternatif sinusoïdal de telle sorte que les expressions des valeurs B du champ magnétique et Φ du flux magnétique sont :

$$B = B_0 \cdot \sin \omega t \qquad \Phi = \Phi_0 \cdot \sin \omega t\,,$$

avec ω pulsation correspondant à la fréquence f du courant alternatif ($\omega = 2\pi f$).

Une grande quantité d'électrons est introduite dans la couronne ; ils sont accélérés pendant la phase croissante du champ magnétique. L'expression de leur énergie finale E peut être établie à partir de la condition de stabilité, à savoir que la force de Lorentz $e \cdot v \cdot B$ est égale à la force centrifuge $p \cdot \frac{v}{r}$.

$$p = e \cdot B \cdot r$$
$$E = p \cdot c = e \cdot c \cdot B_0 \cdot r$$

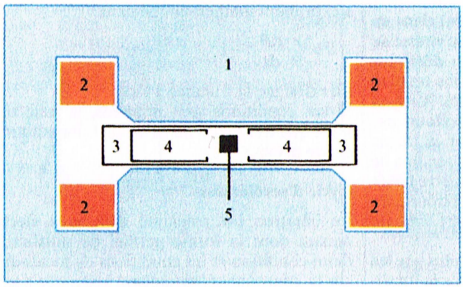
L'énergie acquise par un électron franchissant une tension U s'écrit également : $E = e \cdot U$.
On en déduit : $U = c \cdot B_0 \cdot r$.
Avec un rayon de 80 cm et une intensité maximale du champ magnétique de 4 000 gauss (G), l'énergie atteinte est de 100 MeV.
Ces dernières formules ne sont applicables que pour des particules relativistes, c.-à-d. lorsque l'énergie cinétique de la particule est très grande comparée à son énergie au repos (énergie de masse) mc^2. Pour des particules lourdes, l'énergie cinétique s'écrit :

$$E = \frac{p^2}{2m}$$

et on obtient :

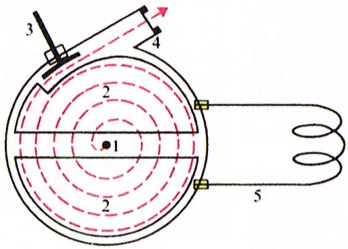
$$U = \frac{e \cdot B^2 \cdot r^2}{2m}$$

Pour des protons, l'énergie obtenue avec le même bêtatron serait d'environ 100 keV ; c'est pourquoi seuls les électrons sont accélérés par le bêtatron.



1 aimant
2 bobines
3 chambre à vide
4 dees
5 source d'ions

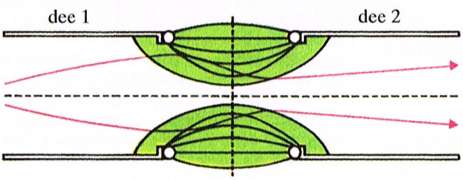
A Vue en coupe verticale



1 source d'ions
2 dees
3 plaque de déviation
4 fenêtre de sortie
5 oscillateur
— trajectoire

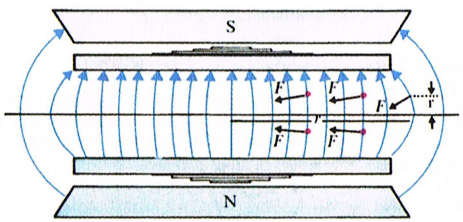
B Vue de dessus

Schéma du cyclotron



— trajectoire
▬ lignes de champ électrique

C Focalisation électrique



F force de Lorentz
— lignes de champ magnétique
• trajectoire (vue en coupe)

D Focalisation magnétique

Focalisation dans le cyclotron

Le **cyclotron** est un accélérateur circulaire à champ magnétique uniforme et constant. Il peut accélérer les protons et les ions lourds comme les particules alpha (α), les deutons, etc. Les particules sont accélérées deux fois par tour, par un champ électrique alternatif de haute fréquence. Le cyclotron en mode classique fonctionne dans un domaine d'énergie non relativiste, c.-à-d. une énergie faible par rapport à l'énergie au repos (énergie de masse) m_0c^2 de la particule accélérée. Aussi le cyclotron n'est-il pas adapté à l'accélération des électrons dont l'énergie au repos n'est que de 512 keV.

Réalisation du cyclotron

Le cyclotron est constitué de deux électrodes creuses semi-circulaires en forme de D, appelées « dees » pour cette raison. Ces électrodes sont contenues dans une chambre dans laquelle règne un vide poussé, elle-même placée entre les deux pôles d'un électroaimant. Entre les deux électrodes électriquement isolées, dans un espace très réduit par rapport au rayon d'un dee, règne une tension accélératrice de haute fréquence.
La source d'ions, souvent constituée d'une décharge à arc dans un gaz, se trouve au centre du cyclotron, entre les deux dees. Sur la périphérie d'un dee, l'ion atteint l'énergie maximale déterminée par les dimensions des pièces polaires du cyclotron.

Principe

Une particule de charge q et de masse m_0 avec la quantité de mouvement p décrit une trajectoire circulaire de rayon r lorsqu'elle pénètre dans le dee perpendiculairement au champ magnétique. Il s'agit de la déflexion magnétique.

$$r = \frac{p}{|q|B}$$

La quantité de mouvement d'une particule non relativiste s'écrit :

$$p = m_0 v$$

où v désigne la vitesse.
Le temps de parcours d'un demi-cercle (dans un dee) est :

$$t_{1/2} = \frac{\pi r}{v} = \frac{\pi m_0}{|q|B}$$

Il ne dépend pas de la vitesse.
Pour que la particule soit accélérée à chaque passage d'un dee à l'autre, la période du champ électrique alternatif doit être égale à la période de révolution à l'intérieur de la chambre $T = 2\,t_{1/2}$. Cette condition de résonance se traduit pour la pulsation ω du champ électrique alternatif par :

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{|q|B}{m_0}$$

L'énergie de la particule est à chaque tour plus élevée. Le rayon de l'orbite augmente jusqu'à la sortie de la chambre où elle vient frapper la cible. L'énergie finalement atteinte s'exprime en fonction du rayon R du cyclotron :

$$E = \frac{q^2R^2B^2}{2m_0} = \frac{m_0\omega^2R^2}{2}$$

Système haute fréquence

Le système HF se compose d'un oscillateur et des deux dees. Ces deux derniers constituent un résonateur qui répond avec la même fréquence que l'oscillateur. L'énergie électromagnétique est acheminée de l'oscillateur vers les dees par deux conducteurs creux. La tension maximale du champ accélérateur est le plus souvent de l'ordre de 50 - 100 kV. L'énergie finale atteinte ne dépend pas de cette tension maximale puisqu'elle est déterminée par le rayon R du cyclotron et l'intensité B du champ magnétique. Selon la valeur de la tension maximale, le nombre de révolutions de la particule sera plus ou moins grand pour atteindre une même énergie.

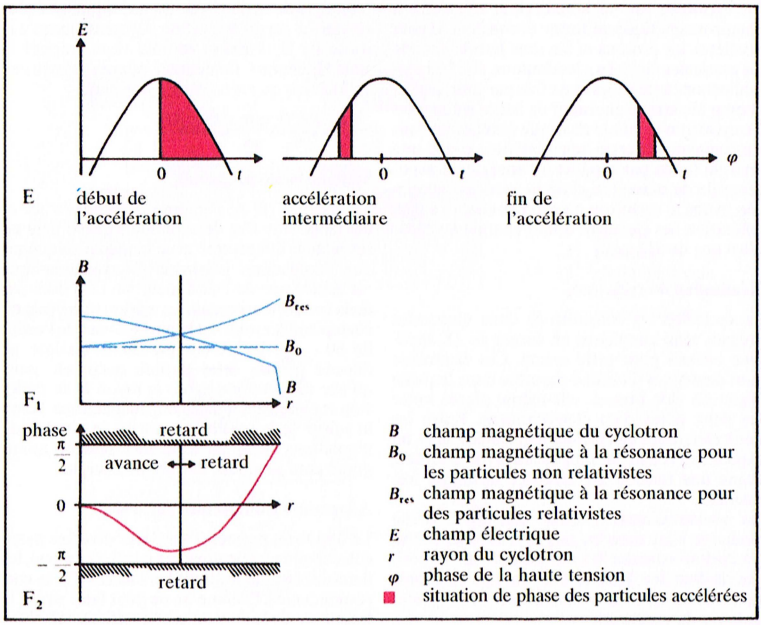
Adaptation à différentes particules

Le cyclotron permet d'accélérer diverses particules comme les protons, les particules alpha, les deutons, etc., en utilisant les sources d'ions correspondantes. Comme on ne peut faire varier la fréquence de la tension accélératrice préétablie, il faut élever l'intensité du champ magnétique proportionnellement à la masse de la particule. L'énergie maximale atteinte croît également selon la masse de la particule.

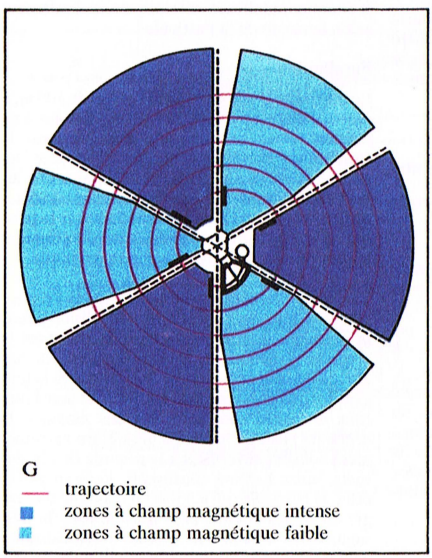
Focalisation

Le parcours des ions étant de l'ordre de 100 m, il faut focaliser vers l'axe les particules qui s'en écartent. Pour cela existent deux moyens : la **focalisation électrique** permet d'adapter les caractéristiques du champ électrique entre les dees ; la **focalisation magnétique** permet de diminuer la valeur du champ magnétique sur la périphérie du cyclotron et opère une déformation appropriée des lignes de champ magnétique.

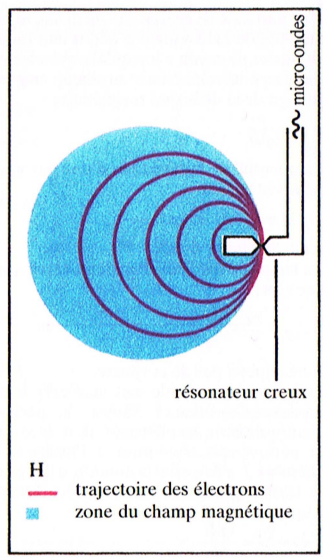
Le champ électrique accélérateur dans l'espace entre les deux dees a une action focalisante dans la première moitié, puis défocalisante dans la seconde. L'action de la tension accélératrice alternative dépend en effet de la phase. Si la tension, lors du passage entre les dees, est constante (elle est quasi constante lors des maxima, la durée de passage entre les dees étant extrêmement courte par rapport à la période de révolution), alors l'action focalisante l'emporte. En effet, la particule qui acquiert davantage d'énergie est moins déviée. Si la tension lors du passage varie fortement, l'action défocalisante devient prépondérante. Lorsque l'énergie des



Situation de phase des particules accélérées et champs magnétiques associés dans le cyclotron



Cyclotron isochrone (vue de dessus en coupe)



Microtron

particules devient importante, c.-à-d. pour les orbites éloignées de l'axe, l'action focalisante du champ électrique devient négligeable et la focalisation magnétique devient la seule efficace.

Augmentation de masse relativiste

La course vers les énergies plus élevées est limitée par les corrections relativistes. La théorie de la relativité implique une augmentation de la masse dès que la vitesse de la particule atteint une vitesse v de l'ordre de 0,4 c, où c désigne la vitesse de la lumière dans le vide, ce qui revient à dire que l'énergie de la particule devient très élevée. Ainsi un proton de 20 MeV met 2% de temps en plus à parcourir son orbite.
La pulsation ω devient, en fonction de l'énergie E de la particule :

$$\omega = \frac{|q|B}{m_0(1+\frac{E}{m_0c^2})}$$

avec $\omega = 2\pi f$, f désignant la fréquence de rotation.
La fréquence de la tension accélératrice doit donc être modifiée en cours d'accélération pour que la condition de résonance demeure satisfaite. L'intensité du champ magnétique devrait alors augmenter en allant vers la périphérie, contrairement aux exigences de la focalisation.
Pratiquement, les cyclotrons *synchrones* sont réalisés de façon que, pour les trajectoires de faible rayon, l'intensité du champ magnétique soit supérieure à la valeur exigée par la condition de résonance et inférieure pour les trajectoires de grands rayons. Les particules sont alors en avance de phase au début, puis en retard vers la périphérie. Ainsi, la défocalisation électrique due à l'augmentation du champ accélérateur se trouve compensée par la focalisation magnétique.
Les intensités élevées de la tension accélératrice permettent de ne pas dépasser un trop grand nombre de révolutions, ce qui maintient les déphasages dans des limites raisonnables.
L'énergie maximale atteinte pour les protons est de l'ordre de 10 MeV.

Cyclotron isochrone ou cyclotron AVF

(AVF pour «*azimuthally varying field*»)
Pour conserver une fréquence de révolution constante des particules, en raison de l'augmentation de la masse en domaine relativiste, il est nécessaire d'augmenter l'intensité du champ magnétique sur la périphérie du cyclotron ; or, cela est contradictoire pour la condition de focalisation. Il suffit cependant que l'intensité du champ augmente par portion d'une révolution à l'autre. Le disque est divisé en secteurs, avec alternance des gradients de champ magnétique : forts et croissants vers la périphérie, faibles et décroissants vers l'intérieur. Lorsque le champ magnétique est plus fort, il y a une plus grande incurvation de l'orbite des particules. Cette configuration du champ permet de compenser l'augmentation de masse des particules sans modifier la fréquence de la tension accélératrice. L'énergie maximale des protons peut atteindre 50 MeV.

Microtron

Le microtron est un accélérateur circulaire adapté aux électrons. Comme le cyclotron, il utilise un champ magnétique uniforme et une tension accélératrice à fréquence constante. La tension accélératrice est si élevée que l'électron acquiert à chaque révolution une énergie exactement égale à son énergie de masse (énergie au repos) m_0c^2. La condition de résonance se traduit pour la durée T d'une révolution :

$$T = \frac{2\pi m}{eB}$$

où e désigne la charge élémentaire (valeur absolue de la charge de l'électron).
m est la masse de l'électron en fonction de son énergie E

$$m = m_0\,(1+\frac{E}{c^2})$$

Après n passages, l'énergie acquise par l'électron devient :

$$E = nm_0c^2$$

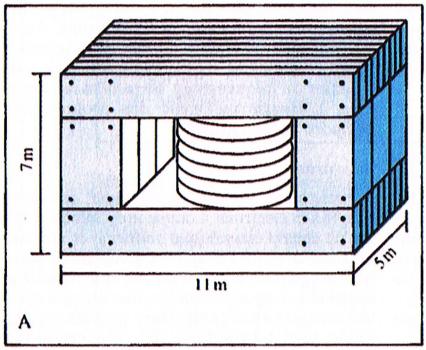
et son temps de parcours t s'écrit :

$$t = \frac{2\pi m_0}{eB}\,(n+1)$$

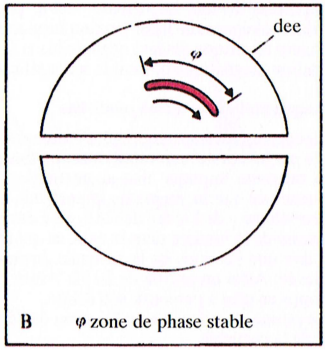
Ce temps est toujours un multiple du temps de parcours d'un électron non relativiste ; ainsi l'électron se retrouve toujours en phase avec la tension accélératrice lors de son passage par la fente accélératrice, si la condition de résonance suivante est satisfaite :

$$\omega = \frac{eB}{m_0}$$

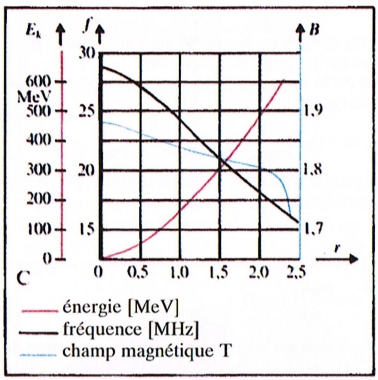
La très faible masse au repos m_0 de l'électron impose l'utilisation d'une très haute fréquence obtenue à l'aide d'un résonateur creux à micro-ondes.



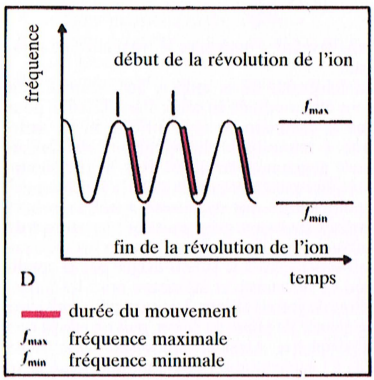
Aimant du synchrocyclotron



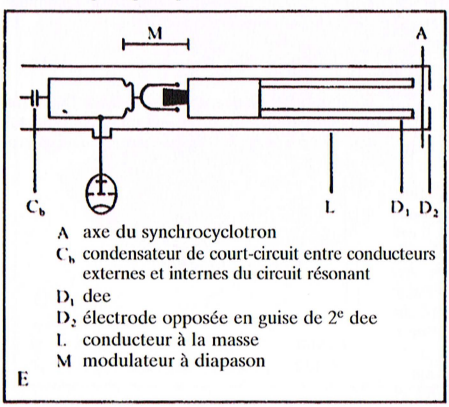
Espace rempli d'ions dans le synchrocyclotron



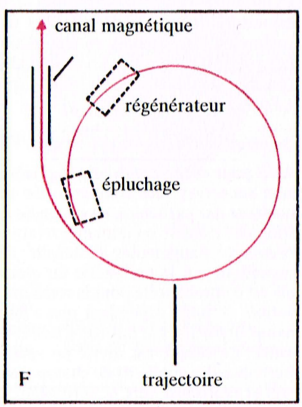
Étude radiale de l'énergie, de la fréquence et du champ magnétique



Modulation de fréquence de la tension accélératrice



Modulateur à diapason du synchrocyclotron du CERN



Trajectoire des particules

Le cyclotron classique est limité au domaine des énergies non relativistes en raison de la correction relativiste de la masse. La condition de résonance devient, pour des énergies élevées :

$$\omega = \frac{B \cdot |q|}{m}$$

où m est la masse qui varie avec l'énergie.
La condition de résonance peut être rétablie de deux façons : soit en conservant la fréquence de la tension accélératrice grâce à une augmentation progressive de la valeur B du champ magnétique (principe du cyclotron isochrone), soit en diminuant peu à peu la fréquence de la tension accélératrice avec un champ magnétique maintenu constant (principe du **synchrocyclotron**). Avec la modulation de la fréquence de la tension accélératrice, la condition de résonance se trouve satisfaite à chaque instant, tandis que, pour des raisons de focalisation, la valeur du champ magnétique doit diminuer vers la périphérie. L'énergie finale atteinte ne se trouve pratiquement plus limitée que par le coût de l'aimant dont le rayon est proportionnel à la racine carrée de l'énergie finale.

Intensité du faisceau
Le cyclotron peut accélérer, en même temps, des ions de diverses énergies ; les dees sont totalement remplis d'ions en déplacement. Dans le synchrocyclotron, seuls les ions d'*une* énergie déterminée sont à tout moment en résonance avec la tension accélératrice ; il n'y a qu'*une* orbite étroite d'ions en mouvement qui se déplace vers l'extérieur, en phase avec la modulation de la fréquence. Ainsi, l'intensité du faisceau est d'environ 100 fois plus petite dans le synchrocyclotron que dans le cyclotron.

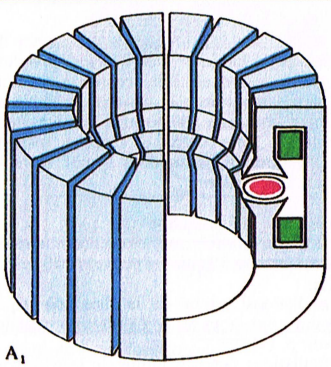
Modulation de fréquence
La modulation de la fréquence permet d'accorder la fréquence de la tension accélératrice et la fréquence de rotation des ions. La fréquence utilisée est en général de forme sinusoïdale. Peu après la fréquence maximale, les ions démarrent et arrivent vers la périphérie des dees juste avant la fréquence minimale. La différence entre la fréquence maximale et la fréquence minimale dépend de l'énergie finale des ions. Si cet écart est suffisamment important, il est alors possible d'accélérer des ions de masses différentes et de rapports différents, avec la même machine, en utilisant le champ magnétique maximal (protons, deutons, particules alpha). La période de la fréquence de modulation dépend du temps dont l'ion a besoin pour atteindre son énergie finale, c.-à-d. du nombre total de révolutions nécessaires. On utilise en général des fréquences basses, entre 50 et 2000 Hz, et un nombre de passages important. Pour cette raison, la tension accélératrice du synchrotron peut être faible (de l'ordre de 3 à 20 kV) comparée à celle du cyclotron classique.
La modulation de la fréquence occasionne des difficultés techniques pour que le résonateur, formé par les dees, soit accordé à la haute fréquence modulée ; la capacité variable est obtenue soit avec d'énormes condensateurs circulaires, soit, comme à Genève, avec un condensateur diapason dont l'écart entre les fourches est de 2 m.

Oscillations et focalisation
Dans le synchrocyclotron, les oscillations autour de la trajectoire d'équilibre peuvent être de trois ordres :
1. Oscillations autour de la direction axiale, comme dans tous les accélérateurs circulaires (voir p. 191) ;
2. Oscillations radiales autour de la trajectoire d'équilibre (voir p. 189) ;
3. Oscillations de phase autour de la phase HF.

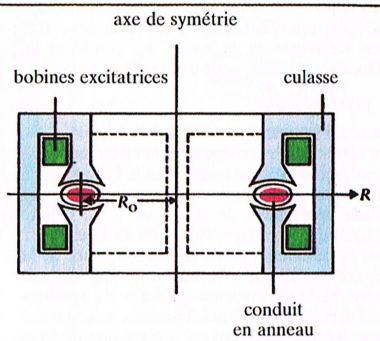
Le synchrocyclotron fonctionne toujours de façon à ce que les ions traversent l'espace entre les dees au moment où l'intensité du champ électrique diminue. Les particules qui atteignent cet espace avec un peu d'avance possèdent une énergie un peu trop élevée d'où résulte une durée de trajectoire un peu plus longue. Ainsi, pour toutes les particules, les oscillations se font autour de la phase d'équilibre, avec couplage avec les oscillations radiales. Lorsqu'il y a résonance entre les oscillations radiales et axiales, l'énergie totale d'oscillation se reporte sur l'oscillation axiale.

Déviation du faisceau
Les trajectoires étant très voisines les unes des autres dans le synchrocyclotron, on n'utilise pas la déviation électrostatique à la fin du processus d'accélération ; à l'aide de l'*épluche*ur d'ions multichargés et du *régénérateur*, on intensifie les oscillations radiales. Ainsi les particules parviennent dans un conduit magnétique et peuvent sortir de l'accélérateur.

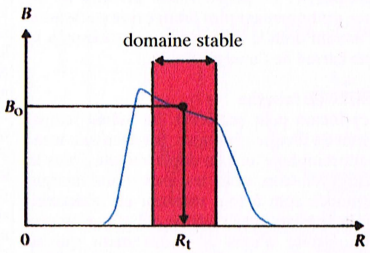
On a construit des synchrocyclotrons permettant d'obtenir des énergies finales de 700 MeV qui servent surtout à des recherches sur les mésons.



A1



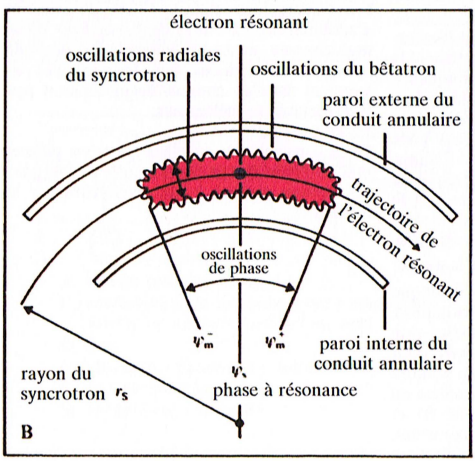
A2 coupe



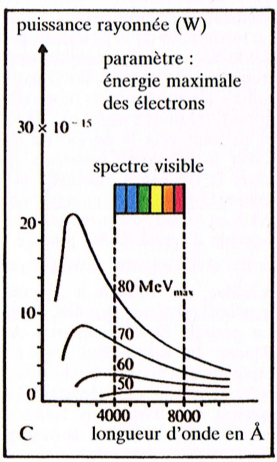
A3 champ magnétique entre les pôles

R rayon
R_o rayon résonant
B champ magnétique
B_o champ magnétique résonant
trajectoire des particules

Structure du synchrotron



Localisation des particules de phases stables



Spectre du rayonnement synchrotron

Synchrotron

Le **synchrotron** est un accélérateur circulaire pour les très hautes énergies ; les particules s'y déplacent sur une orbite de rayon déterminé comme pour le bêtatron. Le champ magnétique est du même type que dans le bêtatron. La véritable accélération s'obtient cependant, comme dans le cyclotron, sous une tension de haute fréquence synchronisée avec la rotation des particules et non par le champ électrique tournant que la variation du flux magnétique crée à travers la surface limitée par le cercle. Ainsi, le champ magnétique intense assurant la direction peut être concentré sur la trajectoire des particules et n'a pas à conserver ses caractéristiques dans tout l'intérieur de l'anneau, comme dans les accélérateurs décrits précédemment.

Conditions d'équilibre et de résonance

Tout comme pour les autres accélérateurs, les conditions sont les suivantes :

La force centrifuge doit à chaque instant être égale à la force de Lorentz, soit

$$p = m \cdot v = |q| \cdot B \cdot r$$

et la fréquence de la tension accélératrice doit être égale à la fréquence de rotation des particules, soit

$$\omega = \frac{v}{r}, \quad \omega = \frac{B \cdot |q|}{m}$$

avec p : quantité de mouvement ; m : masse relativiste ; v : vitesse de la particule ; q : charge de la particule ; B : valeur du champ magnétique ; r : rayon de la trajectoire et ω la pulsation de la tension accélératrice.

Ainsi, tant que l'énergie n'a pas atteint des valeurs très supérieures à celle de l'énergie au repos de la particule, il y a à la fois croissance du champ magnétique et accroissement progressif de la fréquence. Pour cette raison, le cas le plus simple est le synchrotron à électrons où, dès une énergie de quelques MeV obtenue, les particules atteignent pratiquement une vitesse constante, celle de la lumière ; ainsi on peut conserver, sur une orbite circulaire de rayon bien défini, une fréquence constante du champ HF accélérateur. Pour le synchrotron à protons, ceci ne devient possible qu'à partir de 4 000 MeV (4 GeV) ; au préalable il faut toujours faire varier la fréquence en même temps que le champ magnétique.

Stabilité de phase

La conservation automatique de la condition obligée de proportionnalité entre l'énergie totale des particules et le champ magnétique qui sert de guide est une propriété importante du synchrotron. En effet, le gain d'énergie pendant le parcours d'accélération dépend de la phase de la tension HF et peut prendre n'importe quelle valeur entre 0 et la valeur maximale ; il y a une valeur qui correspond à l'augmentation du champ magnétique. Cette valeur nécessaire se situe dans la partie décroissante de la tension accélératrice. Les particules qui traversent l'espace d'accélération avec une avance conservent une énergie plus élevée et, ainsi, une trajectoire plus longue pour une vitesse identique (vitesse de la lumière), ce qui implique un temps de parcours plus grand qui les rapproche de la phase nécessaire. Les particules qui parviennent dans cet espace d'accélération avec un retard sont moins accélérées et s'approchent également de la phase nécessaire. Ainsi le nuage de particules accélérées se rassemble aux alentours de la phase nécessaire, qui se situe approximativement aux 2/3 de la tension maximale.

Ce qui est valable pour les écarts de phase l'est aussi pour les écarts d'énergie. Si la particule possède une énergie trop élevée lors de la traversée de l'espace accélérateur, elle prend du retard et, après quelques passages, elle possède l'énergie nécessaire mais un retard de phase. Des oscillations légères se produisent avec des écarts tour à tour d'énergie puis de phase. La fréquence de ces oscillations est d'environ 100 fois inférieure à la fréquence de rotation. À ces oscillations s'ajoute une oscillation de même fréquence de la trajectoire autour du cercle théorique.

Rayonnement synchrotron

Dans le synchrotron, les particules créent des ondes électromagnétiques comme toutes les charges électriques qui se déplacent. L'énergie de ces ondes provient de l'énergie des particules qui subissent un déficit ΔE dont l'expression pour un tour s'écrit :

$$\Delta E = \frac{q^2}{3\varepsilon_0 R} \cdot \left(\frac{E}{m_0 c^2}\right)^4$$

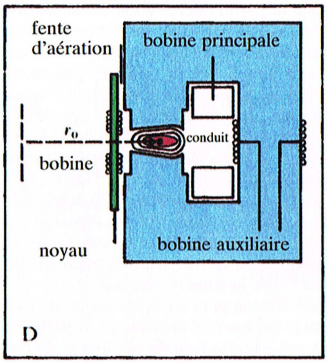
avec q : charge de la particule ; ε_0 : permittivité (constante diélectrique) du vide ; R : rayon de la trajectoire ; m_0c^2 : énergie au repos de la particule. Pour les électrons, dont le rayonnement est beaucoup plus important que pour les particules lourdes à cause de sa très petite énergie de masse (énergie au repos), la formule s'écrit :

$$\Delta E = 88{,}5 \cdot \frac{E^4}{R}$$

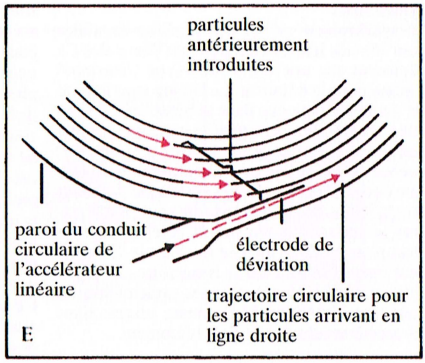
avec E en GeV, ΔE en keV et R en mètre.

Le rayonnement synchrotron couvre un large domaine spectral dont le domaine de la lumière visible. Il se trouve particulièrement dense dans la direction tangente à la trajectoire. L'intensité de la lumière émise est si importante que l'œil peut percevoir directement une énergie de 30 MeV. Pour 35 MeV, on peut voir à travers une fenêtre une tache rouge qui s'éclaircit lorsque l'énergie augmente, avec un déplacement vers des longueurs d'onde plus courtes.

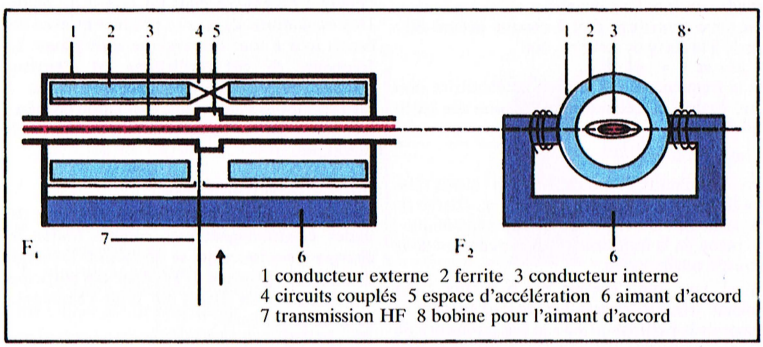
Cette lumière permet de déterminer la trajectoire.



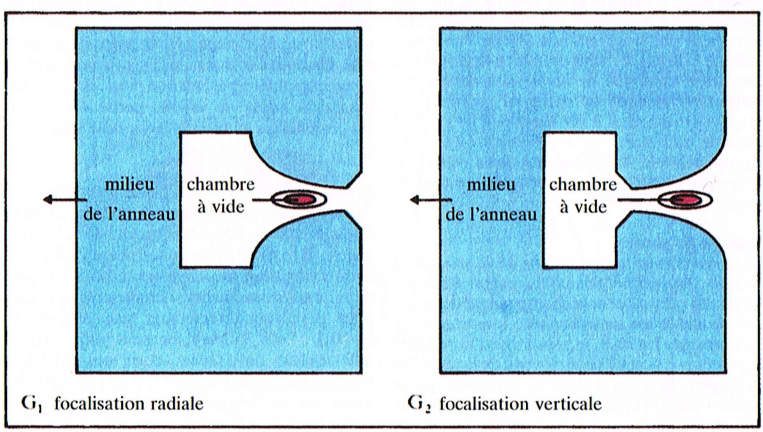
Aimant du synchrotron à noyau pour le démarrage du bêtatron



Injection initiale dans le synchrotron à protons



Résonateur à cavité du synchrotron à protons



Vues des sabots polaires des aimants AG

Démarrage du processus d'accélération
Le parcours des particules sur une trajectoire de rayon constant dans le synchrotron est réalisable soit par modulation de la fréquence, soit pour des particules animées d'une vitesse proche de la vitesse de la lumière. Dans le synchrotron à électrons, on n'utilise pas la modulation de fréquence ; il faut donc accélérer les électrons afin de leur conférer une énergie minimale de 2 MeV avant le début du processus d'accélération du synchrotron.

Démarrage du bêtatron
Un moyen de préaccélération réside dans le démarrage du bêtatron. Le flux magnétique inducteur du champ préaccélérateur est créé dans des tiges de fer séparées, situées dans l'entrefer de l'aimant du synchrotron. Ces tiges de fer sont magnétiquement saturées dès que les électrons ont acquis une énergie suffisante pour être accélérés par la tension HF du synchrotron.

Injection
Un autre moyen consiste à créer la préaccélération dans un accélérateur annexe avec une direction incidente correcte pour l'entrée dans le synchrotron grâce à des aimants adéquats. L'injection doit être réalisée au moment où l'énergie finale du préaccélérateur correspond à l'énergie des particules à l'intérieur du synchrotron.

Ce procédé est utilisé dans tous les synchrotrons à protons pour lesquels le démarrage bêtatron n'est pas possible, mais également dans certains synchrotrons modernes à électrons d'énergie élevée. L'accélérateur linéaire est un type tout à fait approprié de préaccélérateur.

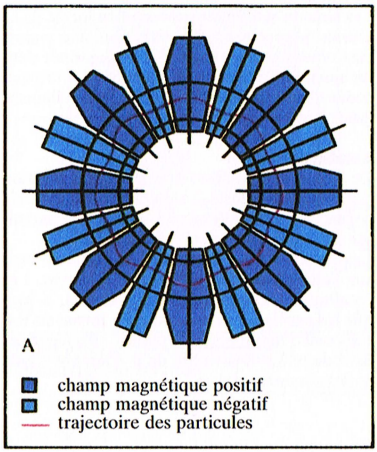
Système HF
Le système HF d'accélération du synchrotron à électrons est plus simple que celui du synchrotron à protons. Il est constitué d'un résonateur à cavité à fréquence constante

$$\omega = \frac{c}{R}$$

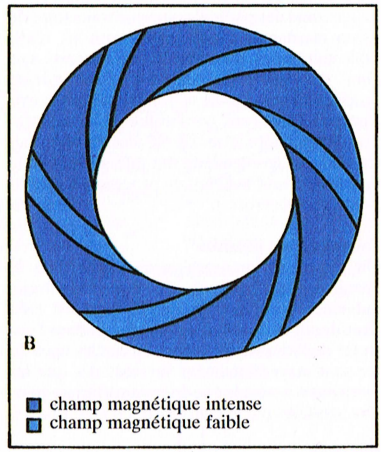
avec c : vitesse de la lumière dans le vide ; R : rayon du synchrotron. Le gain d'énergie ne s'élève qu'à quelques keV par parcours, si bien que des tensions maximales de l'ordre de 10 kV sont suffisantes.
Dans le cas du synchrotron à protons, en revanche, la fréquence de rotation et la fréquence du champ magnétique doivent être synchronisées de façon à maintenir un rayon de trajectoire constant ; ainsi les dimensions du tube à vide le long duquel sont placés les aimants demeurent modestes. La fréquence HF est créée par un oscillateur électrique dont l'inductance est donnée par une bobine contenant un noyau de ferrite aimanté à saturation.

Les aimants
Les aimants du synchrotron sont en forme de C. Durant le processus d'accélération, une importante énergie magnétique est emmagasinée dans les aimants. Cette énergie, qui n'est ni fournie ni cédée directement, est transférée graduellement grâce à un énorme volant.

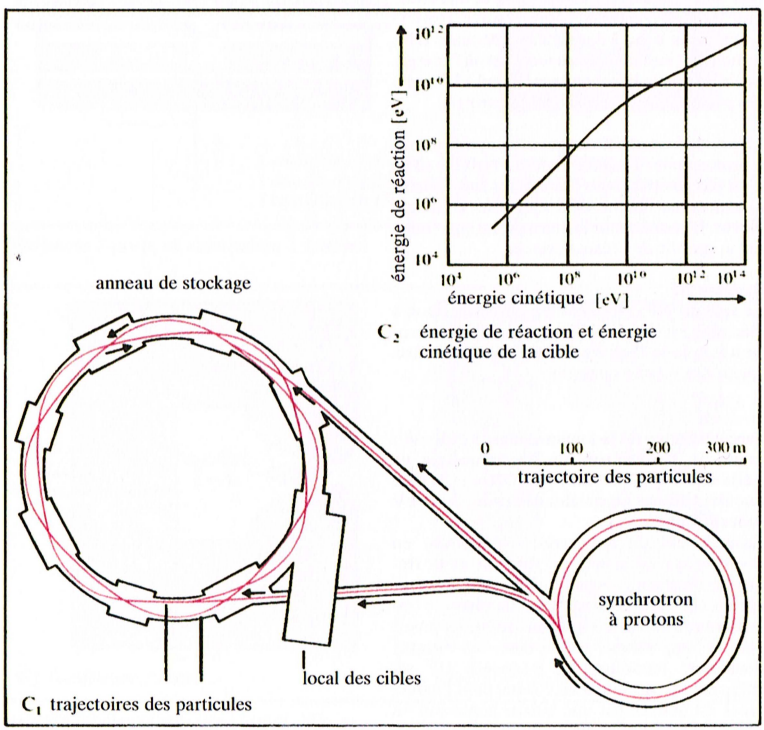
Focalisation AG
Ce procédé d'amélioration de la focalisation constitue un perfectionnement important, car il permet de réduire l'entrefer et donc d'économiser sur le poids du circuit magnétique.
Le procédé AG (Alternative Gradient) est basé sur l'alternance des gradients de champ. Les focalisations axiale et radiale alternent, si bien que les oscillations des orbites en forme de festons sont d'amplitude plus faibles, ce qui permet de réduire les dimensions de la chambre à vide et des aimants polaires.



Synchrotron FFAG



Aimant FFAG à spirales



Procédé à anneau de stockage du CERN

Les procédés d'accélération mis en œuvre dans les accélérateurs les plus récents tentent essentiellement de répondre à deux objectifs :
1. L'obtention de rayonnements très intenses afin de pouvoir créer des événements rares ;
2. L'obtention d'énergies encore plus élevées afin d'explorer le domaine d'énergie de la physique des particules élémentaires où l'énergie au repos de la particule est faible par rapport à son énergie cinétique. Cette étude pourrait nous éclairer sur la structure interne de ces particules.
Avec les procédés décrits jusqu'ici, des rayonnements intenses sont obtenus pour des énergies allant jusqu'à 100 MeV environ. Dans l'accélérateur linéaire à électrons, des courants peuvent atteindre des maxima de quelques ampères, les courants moyens étant de 10^{-3} A. Le meilleur rendement, pour les ions entre 20 et 100 MeV, est réalisé avec le cyclotron isochrone (voir p. 193) avec un courant de l'ordre de 10^{-3} A. Dans le cas d'énergies encore inférieures, avec des accélérateurs à tension constante, on peut même obtenir des courants d'intensité constante de 1 A et des courants électroniques d'amplitude 10^{-6} A.

Accélérateur FFAG (*Fixed Field Alternating Gradient*)
Le synchrotron FFAG à protons, à gradients alternés, pour des rayonnements très intenses, permet d'atteindre des énergies de quelques GeV. Dans cet accélérateur circulaire, le champ magnétique est constant, avec une augmentation radiale importante vers l'extérieur. L'aimant se compose de plusieurs secteurs dans lesquels les sens du champ magnétique vertical sont alternés. Les trajectoires sont ainsi incurvées tantôt vers l'intérieur, tantôt vers l'extérieur.
Le champ magnétique incurvant vers l'intérieur est plus intense que celui qui incurve vers l'extérieur. Ainsi, les particules décrivent une trajectoire fermée. La chambre à vide a la forme d'un large anneau ; les protons sont préaccélérés dans un cyclotron avant d'être injectés sur la périphérie de la chambre.
L'accélérateur FFAG à sabots polaires en forme de spirale fonctionne selon le même principe. Son coût de fabrication est très élevé.
La valeur moyenne B du champ magnétique augmente avec le rayon r selon la relation :

$$B = B_0 \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^k$$

r_0 est un rayon étalon pour lequel la valeur B_0 est fixée. L'exposant k est toujours supérieur à 1.
Dans un accélérateur de type FFAG, la fréquence de la tension accélératrice est toujours modulée de façon à satisfaire la condition de résonance :

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{eB}{m}, \qquad mv = e \cdot B \cdot r$$

Tant que les particules n'ont pas atteint une énergie relativiste, la vitesse augmente tandis que la masse reste constante ; ainsi le rayon et la fréquence augmentent.
Pour des énergies relativistes élevées, la vitesse devient pratiquement c (vitesse de la lumière dans le vide) et la masse augmente. Le rayon augmente encore et la fréquence diminue. Le maximum de la fréquence se trouve atteint pour l'énergie cinétique :

$$E = \sqrt{K+1} \cdot E_0$$

où E_0 désigne l'énergie au repos de la particule.

Anneaux de stockage
Dans un synchrotron FFAG, les particules peuvent être stockées après plusieurs accélérations avant injection. Lorsque la fréquence a dépassé son maximum, les particules continuent tout d'abord à être accélérées dans le synchrotron jusqu'à ce que la fréquence atteigne le minimum suivant et qu'une nouvelle injection ait lieu.
Tandis que les particules venant d'être injectées sont accélérées pendant que la fréquence augmente, celles qui sont déjà présentes sont freinées de telle sorte que les deux faisceaux de particules se rejoignent au moment où la fréquence retrouve sa valeur maximale. Ce cycle peut être répété jusqu'à 100 fois, ce qui permet d'atteindre des rayonnements très intenses dans l'anneau du synchrotron.

Les plus grands accélérateurs réalisés selon ce principe sont le tératron du Fermilab près de Chicago, pour des protons d'une énergie pouvant atteindre 1 000 GeV, et l'anneau de stockage LEP de 27 km du CERN à Genève qui restera certainement le plus grand synchrotron à électrons jamais construit. Ces deux accélérateurs utilisent des aimants supraconducteurs.
L'avantage de ce procédé est de disposer d'une énergie totale de réaction de 40 GeV lors de la collision, alors qu'avec une particule cible au repos l'énergie de réaction w_r s'exprime selon la formule relativiste :

$$w_r = w_0 \left(\sqrt{4 + \frac{2w}{w_0}} - 2\right)$$

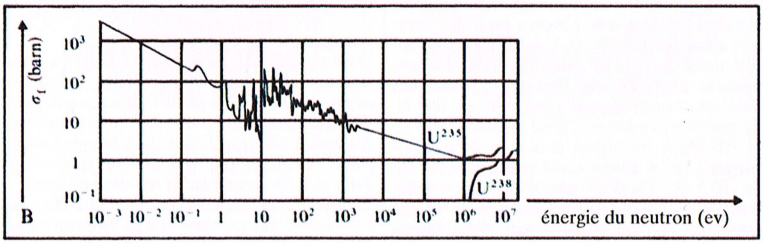
avec w_0 : énergie au repos m_0c^2 et w : énergie cinétique de la particule accélérée. Une énergie de réaction de 40 GeV ne serait atteinte qu'avec une énergie cinétique de 950 GeV.

A

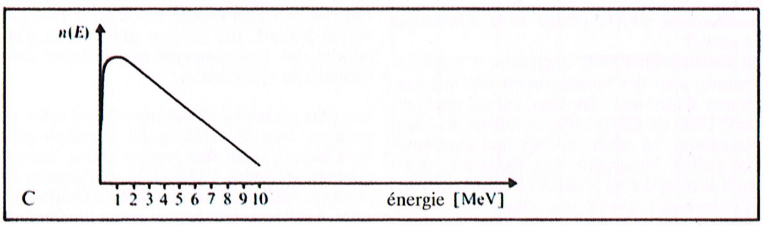
	σ_f	σ_a	ν	η
U 233	524	69	2,49	2,31
U 235	582	107	2,48	2,08
U 238	0	2,74	—	—
U_{nat}	4,2	3,5	2,48	1,32
Pu 239	729	303	2,90	2,03
Pu 241	1060	380	3,00	2,22

σ_a section efficace d'absorption (sans fission)
σ_f section efficace de fission
ν nombre de neutrons libérés par fission
η nombre de neutrons libérés par neutron capturé

Sections efficaces et rendement des neutrons thermiques



Sections efficaces de fission de U^{235} et U^{238} en fonction de l'énergie du neutron



Spectre des neutrons de fission

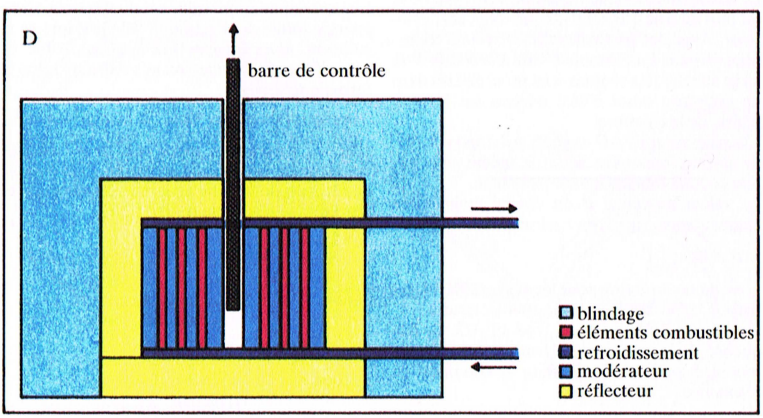


Schéma de principe du réacteur

Les **réacteurs nucléaires** et, ce qu'on appelle la **bombe atomique** (voir p. 231), sont les réalisations les plus marquantes de la physique nucléaire. Elles reposent sur le principe de la réaction en chaîne de la fission de l'uranium. Le rôle économique des réacteurs nucléaires est essentiel.

Réaction en chaîne

Lors d'une réaction de fission nucléaire provoquée par l'impact d'un neutron sur un noyau fissile, il y a libération de plusieurs neutrons (2 ou 3 le plus fréquemment) ; chaque neutron émis peut à son tour casser un autre noyau fissile et la réaction qui se poursuit ainsi d'elle-même, dite réaction en chaîne, constitue une source d'énergie très importante. La réaction en chaîne n'a lieu que si un neutron au moins émis lors d'une fission est capable de provoquer une nouvelle fission. Le nombre de neutrons émis lors de la fission et aptes à la poursuite de la réaction est appelé *facteur de multiplication efficace k*. Si $k < 1$, le nombre de neutrons diminue et la réaction en chaîne s'éteint ; le réacteur est *sous-critique.* Si $k = 1$, le nombre de neutrons à la fin de chaque cycle est égal au nombre initial, le nombre total de neutrons est constant ; le réacteur est *critique*. Si $k > 1$, le réacteur est *sur-critique* : le nombre total de neutrons croît rapidement avec le temps.

Équilibre neutronique

La valeur du facteur de multiplication efficace k est déterminée par les probabilités d'existence des quatre processus les plus fréquents :

1. Capture dans le combustible, avec fission immédiatement suivie de libération de nouveaux neutrons ;
2. Capture dans le combustible, sans fission (capture résonante) ;
3. Capture dans d'autres matériaux du réacteur ;
4. Dégagement hors du réacteur.

Ces probabilités dépendent largement des libres parcours moyens pour les différents processus ; la probabilité de dégagement dépend aussi de la taille du réacteur.

Combustibles

Seuls les isotopes pour lesquels l'énergie de liaison d'un neutron est suffisante pour déclencher une fission du noyau sont utilisables dans les réacteurs. On distingue les éléments qui fissionnent avec des neutrons lents (ou *thermiques*) et ceux qui fissionnent avec des neutrons *rapides*. Les combustibles actuellement utilisés dans les réacteurs thermiques sont :

l'**uranium 235**, présent à 0,715% dans l'uranium naturel,
l'**uranium 233**, produit à partir du thorium 232 par capture de neutrons dans des réacteurs,
le **plutonium 239**, produit à partir de l'uranium 238 par capture de neutrons dans des réacteurs.

Les isotopes qui ne peuvent subir la fission qu'avec des neutrons rapides, comme par exemple l'uranium 238 ou le thorium 232, ne sont pas facilement utilisables car les neutrons libérés n'ont pas l'énergie nécessaire pour la poursuite de la réaction en chaîne.

Ralentissement des neutrons

Les combustibles cités plus haut fissionnent lorsqu'ils rencontrent des neutrons dits *thermiques* d'énergie moyenne faible, de l'ordre de 0,025 eV. Les neutrons émis lors de la fission possèdent cependant une énergie sensiblement plus élevée, de l'ordre de 2 MeV. Dans un réacteur thermique, ces neutrons doivent donc être le plus rapidement possible ralentis par un **modérateur** qui les amène à une énergie suffisamment faible. Les propriétés d'un modérateur sont les suivantes :

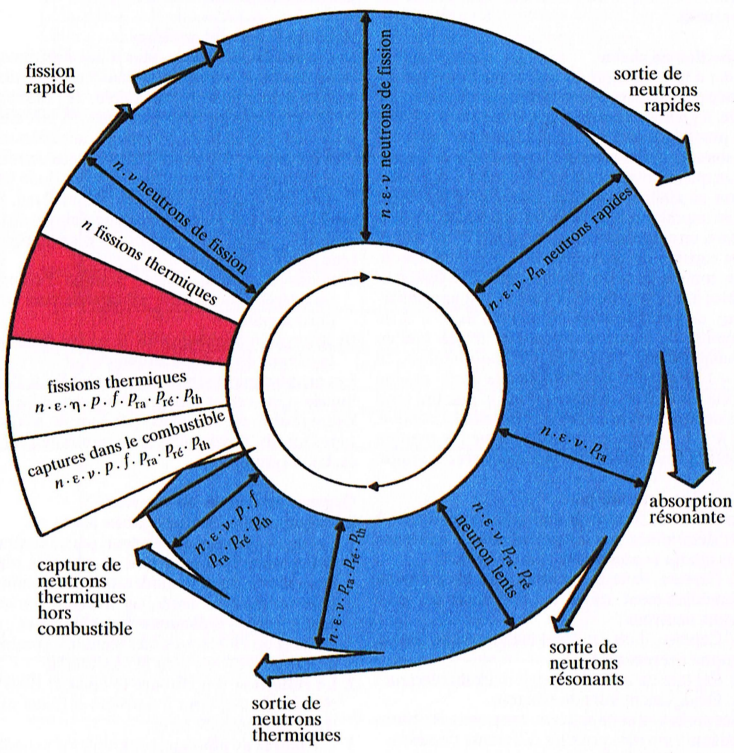
a) masse atomique faible, puisque l'énergie transférée lors du choc est inversement proportionnelle,
b) absorption minimale afin de ne pas diminuer le facteur de multiplication.

Les modérateurs les plus utilisés sont l'eau, l'eau lourde (eau dont l'hydrogène ordinaire ou hydrogène 1 est remplacé par l'un de ses isotopes lourds, l'hydrogène 2 ou deutérium) et le carbone (graphite).

Organes principaux du réacteur

Les composantes fondamentales sont :

1. Le **noyau** ou **cœur du réacteur**, partie centrale qui contient le combustible et, pour les réacteurs thermiques, le modérateur. Le combustible ou matière fissile se présente souvent sous forme d'**éléments combustibles** en crayons ou en plaques. Les éléments combustibles sont enfouis dans le modérateur.
2. Le **réflecteur** qui entoure le cœur et dont le rôle est de disperser à nouveau certains neutrons échappés du cœur.
3. Les **barres de pilotage**, composées d'un matériau ayant une grande affinité pour les neutrons (bore, cadmium, etc.). Plus ou moins profondément plongées dans le noyau, elles permettent de faire varier le facteur de multiplication. Ces barres de contrôle sont actionnées mécaniquement, généralement à l'aide de commandes de type électromécanique qui permettent un déplacement lent, en fonctionnement normal, ainsi qu'une immersion rapide en cas d'urgence.
4. L'**écran** ou **blindage**, qui absorbe les rayons γ et les neutrons. On utilise divers types de matériaux : à haute densité (fer, plomb, baryte) pour l'absorption des rayons γ, eau et béton pour ralentir les neutrons.
5. Le **circuit de refroidissement**, constitué par un ensemble de tubes parcourus par le fluide caloporteur qui extrait la chaleur produite dans le cœur lors de la fission.



ε facteur de fission rapide
η facteur de régénération
p probabilité de fuite résonante
f utilisation thermique efficace
ν nombre de neutrons par fission
P_{ra} probabilité de séjour des neutrons rapides
$P_{ré}$ probabilité de séjour des neutrons résonants
P_{th} probabilité de séjour des neutrons thermiques

Cycle des neutrons dans le réacteur critique

Condition de criticité

Lorsque le réacteur est exploité à puissance constante, le facteur de multiplication efficace k doit être égal à 1. Le réacteur est alors qualifié de **critique**. Pendant la phase de démarrage le facteur de multiplication doit être supérieur à 1 jusqu'à ce que la puissance souhaitée soit atteinte ; les barres de pilotage permettent alors d'amener le facteur de multiplication à 1.

La **réactivité** du réacteur est définie par la quantité :

$$\frac{k-1}{k}$$

Elle est positive lors du démarrage ou de l'augmentation de la puissance, nulle quand le réacteur est critique et négative lors de l'arrêt du réacteur ou lors d'une diminution de la puissance.

Facteur de multiplication infini

Le facteur de multiplication k d'un réacteur peut s'écrire :

$$k = k_\infty \cdot P$$

où k_∞ désigne le facteur de multiplication infini, c.-à-d. le facteur que posséderait le réacteur s'il s'étendait à l'infini dans toutes les directions et que, de ce fait, aucun neutron ne puisse s'en échapper.

P est la probabilité pour qu'un neutron ne s'échappe pas ; dans un réacteur critique, cette probabilité est toujours un peu inférieure à 1, c.-à-d. que le facteur réel de multiplication est toujours inférieur à k_∞.

Le facteur de multiplication infini s'exprime comme un produit de quatre paramètres :

$$k_\infty = \varepsilon \cdot \eta \cdot \rho \cdot f$$

Les grandeurs de cette **formule à quatre facteurs** sont définies comme suit :

Le **facteur de régénération** η est le nombre moyen de neutrons de fission divisé par le nombre de neutrons absorbés par le combustible.

Le **facteur de fission rapide** ε est le nombre de neutrons rapides divisé par le nombre de neutrons rapides issus des fissions thermiques.

La **probabilité de fuite résonante** p est la fraction de neutrons rapides non absorbés pendant le ralentissement par le modérateur.

L'**utilisation thermique efficace** f est le nombre de neutrons thermiques absorbés par le combustible divisé par le nombre total de neutrons thermiques.

On peut également exprimer la **probabilité de séjour** P sous la forme d'un produit de trois facteurs :

$$P = P_{\text{ra}} \cdot P_{\text{ré}} \cdot P_{\text{th}}$$

P_{ra} désigne la probabilité pour que le neutron ne s'échappe pas sous forme de neutron rapide, $P_{\text{ré}}$ la probabilité pour que le neutron ne s'échappe pas sous forme de neutron de résonance (1 eV à 10 keV) et P_{th} la probabilité pour qu'il ne s'échappe pas sous forme de neutron thermique.

La *condition critique* s'écrit alors :

$$\varepsilon \cdot \eta \cdot \rho \cdot f \cdot P_{\text{ra}} \cdot P_{\text{ré}} \cdot P_{\text{th}} = 1$$

Facteur de régénération

Le facteur de régénération η est égal au produit du nombre n de neutrons produits lors de la fission par la probabilité P_{fi} qu'une capture dans le combustible conduise à une fission. Celle-ci dépend des proportions en isotopes dans la composition du combustible et des *sections efficaces* moyennes. Dans un réacteur dont le combustible est un mélange de l'isotope fissile ^{235}U et de l'isotope non fissile ^{238}U, la probabilité s'écrit :

$$P_{\text{fi}} = \frac{N_{235} \cdot \sigma_{fi235}}{N_{235} \cdot \sigma_{fi235} + N_{235} \cdot \sigma_{a235} + N_{238} \cdot \sigma_{a238}}$$

où N_{235} et N_{238} désignent les pourcentages en isotopes 235 et 238 et σ_{fi} et σ_{a} les sections efficaces de fission et d'absorption sans fission. Le facteur de régénération s'écrit :

$$\eta = n \cdot P_{\text{fi}}$$

Le facteur de régénération peut rapidement augmenter si l'on utilise de l'uranium enrichi en isotope 235. Le dernier terme du dénominateur de P_{fi} devient alors très faible. Ainsi, alors que dans le cas de l'uranium naturel (0,71 % de ^{235}U) η = 1,34, la valeur du facteur de régénération devient pratiquement égal à celui de l'uranium 235 pur avec un simple enrichissement de 5%.

Utilisation thermique efficace

Le facteur f dépend de la composition du réacteur en fonction des divers éléments selon la formule :

$$f = \frac{N_{\text{U}} \cdot \sigma_{\text{U}}}{N_{\text{U}} \cdot \sigma_{\text{U}} + N_{\text{M}} \cdot \sigma_{\text{M}} + N_{\text{C}} \cdot \sigma_{\text{C}}}$$

avec N_{U} : nombre de noyaux d'uranium ; N_{M} : nombre d'atomes de modérateur et N_{C} : nombre d'atomes des autres éléments de construction dont les barres de pilotage.

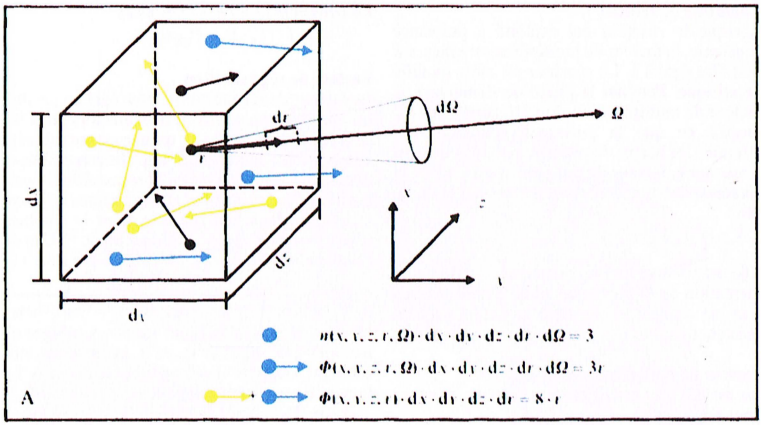
Dans un réacteur non homogène, l'utilisation thermique dépend naturellement du lieu. Elle est plus faible à proximité d'une barre de pilotage que dans le cœur du combustible. Pour calculer le facteur de multiplication efficace, il faut prendre une valeur moyenne de f, ce qui nécessite la connaissance de la répartition des neutrons dans le réacteur. La formule de définition nous montre que f est toujours plus petit que 1.

Facteur de fission rapide

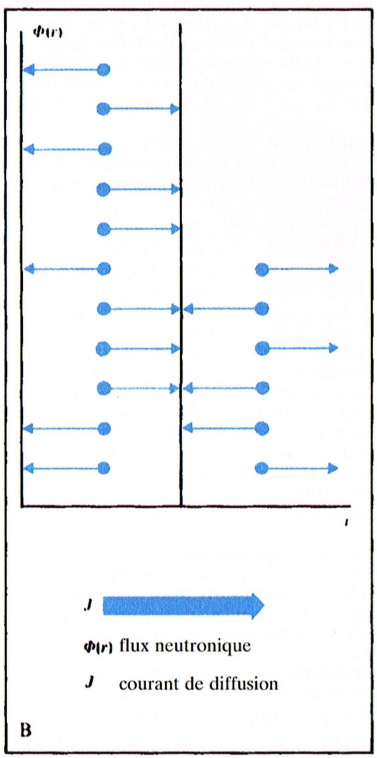
Le facteur ε est pratiquement égal à 1 dans les réacteurs thermiques à cause de la faible section efficace pour une fission rapide et de la part élevée de modérateur.

Probabilité de fuite résonante

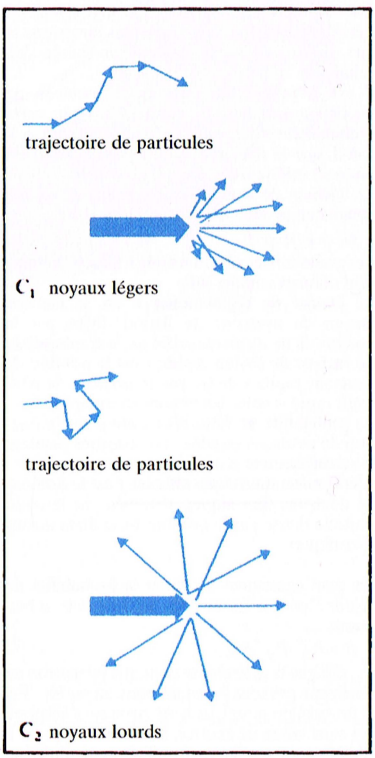
Le facteur p dépend de ce que l'énergie que possède le neutron lors de sa rencontre avec le noyau d'uranium peut appartenir au domaine d'énergie de résonance. Par définition, elle est toujours inférieure à 1.



Définitions de la densité neutronique, du flux neutronique et du flux scalaire



Courant de diffusion entre zones à flux différents



Diffusion par noyaux légers et par noyaux lourds

Alors que les facteurs f et η ne dépendent que des propriétés du combustible et du modérateur, le calcul de la probabilité de fuite résonante p et des pertes par fuite nécessite la connaissance de la répartition spatiale et énergétique des neutrons dans le réacteur.

Définitions de grandeurs fondamentales

Densité neutronique $n(x, y, z, v, \vec{\Omega})$: nombre de neutrons par unité de volume, selon une direction et pour une certaine vitesse, c.-à-d. que, en un point de coordonnées x, y, z, n désigne le nombre de neutrons par unité de volume ayant une vitesse v et se déplaçant dans une direction et un sens $\vec{\Omega}$. Avec une formulation plus mathématique, on peut dire qu'un nombre dn de neutrons situés entre x et $x + dx$, y et $y + dy$, z et $z + dz$, ont des vitesses entre v et $v + dv$ et se déplacent dans une direction faisant un angle d$\vec{\Omega}$ autour de $\vec{\Omega}$.
La définition s'écrit alors :

$$\frac{dn}{dx\,dy\,dz\,dv\,d\vec{\Omega}} = n(x, y, z, v, \vec{\Omega})$$

Flux neutronique vectoriel : produit de la densité neutronique par la vitesse

$$\Phi(x, y, z, v, \vec{\Omega}) = v \cdot n(x, y, z, v, \vec{\Omega})$$

Flux scalaire neutronique : intégrale dans l'espace du flux vectoriel

$$\Phi(x, y, z, v) = \int_{4\pi} \Phi(x, y, z, v, \vec{\Omega}) \cdot d\vec{\Omega}$$

La **section efficace macroscopique** Σ est le produit du nombre d'atomes par centimètre cube par la section efficace

$$\Sigma = N \cdot \sigma$$

La section efficace macroscopique, tout comme la section efficace microscopique, dépend de la vitesse des neutrons.
On définit de même les sections efficaces de diffusion macroscopique

$$\Sigma_d = N \cdot \sigma_d$$

et d'absorption macroscopique

$$\Sigma_a = N \cdot \sigma_a$$

Si plusieurs sortes d'atomes coexistent dans un volume, leurs sections efficaces macroscopiques s'additionnent.

Les nombres de neutrons de vitesse v dispersés (N_d) et absorbés (N_a) sont ainsi définis par :

$$N_d(v) = \Sigma_d(v)\Phi(v), \quad N_a(v) = \Sigma_a(v)\Phi(v)$$

Équation-bilan de Boltzmann
La répartition du flux neutronique est définie par l'équation de Boltzmann qui tient compte des variations en plus et en moins de la densité neutronique dans un élément de volume. Elle s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\operatorname{div}\vec{\Omega}\cdot\Phi - \Sigma\Phi + \int\Sigma_d(v')\Phi(v', \vec{\Omega}')g(v', v, \vec{\Omega}', \vec{\Omega})dv'\,d\vec{\Omega}' + S$$

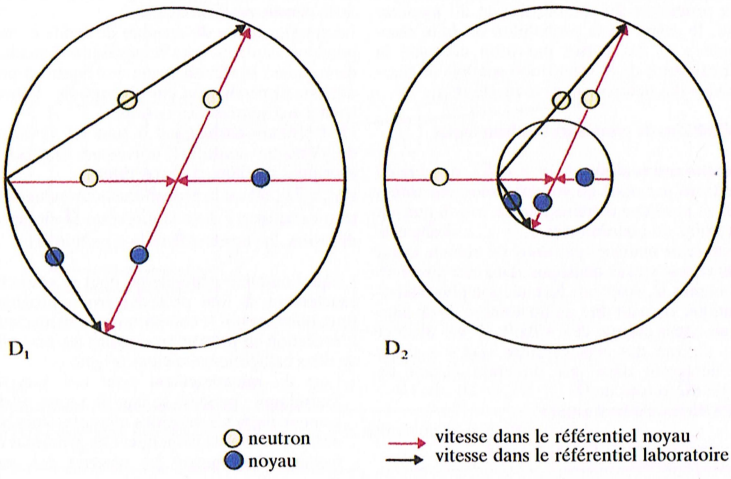
Le membre de gauche correspond à la variation de la densité neutronique.
Le premier terme du membre de droite correspond aux neutrons qui s'échappent de l'élément de volume ; le second terme aux neutrons perdus par dispersion ou par absorption ; le quatrième aux sources extérieures.
Le troisième correspond à tous les neutrons du domaine considéré provenant des autres domaines spatiaux et énergétiques.
$g(v', v, \vec{\Omega}', \vec{\Omega})$ est la probabilité pour qu'un neutron de vitesse v dans la direction $\vec{\Omega}$ ait, après diffusion, la vitesse v' dans la direction $\vec{\Omega}'$.

L'équation-bilan générale ne peut se résoudre exactement. Il faut procéder par approximations pour prévoir le comportement du réacteur.
L'évolution se prévoit en classant les neutrons en deux catégories selon leur origine :

1. Lors du **ralentissement** pour des énergies thermiques ; pendant ce laps de temps relativement brefs les neutrons changent simultanément de lieu et d'énergie. Ces processus de freinage déterminent les spectres des neutrons ;
2. Lors de la **diffusion** des neutrons thermiques, phase pendant laquelle ils ne peuvent plus changer d'énergie.

Équation de diffusion
La résolution se fait avec une approximation : tous les neutrons possèdent la même énergie. Il suffit alors de calculer le flux scalaire Φ qui ne dépend plus que de la vitesse. L'équation de diffusion est également un bilan des gains et des pertes dans un élément de volume. On y trouve les grandeurs suivantes :

1. Le courant de diffusion qui traduit le fait qu'à partir de l'élément de volume l'importance de l'écoulement varie dans le même sens que le flux neutronique ;
2. La perte par absorption soit $\Sigma_a \cdot \Phi$;
3. Le gain de neutrons qui deviennent thermiques dans l'élément de volume. Il doit être calculé lors du ralentissement des neutrons.



Diffusion dans les référentiels laboratoire et noyau

nucléide	A	ξ	ν
^{1}H	1	1.000	18
^{2}H	2	0.725	25
^{4}He	4	0.425	43
^{7}Li	7	0.268	67
^{9}Be	9	0.209	86
^{12}C	12	0.158	114
^{16}O	16	0.120	150

A nombre de masse
ξ gain moyen de léthargie
ν nombre de chocs pour parvenir à l'énergie thermique

E_1 propriétés des noyaux légers

	ϱ g/cm³	N 10^{24} cm^{-3}	Σ_a cm^{-1}	$\xi\Sigma_d$ cm^{-1}	$\xi \cdot \frac{\sigma_d}{\sigma_a}$
eau	1.00	0.0334	0.0220	1.50	69
eau lourde (99,75 % D_2O)	1.10	0.0334	0.000085	0.18	21000
béryllium	1.84	0.1229	0.0011	0.16	150
oxyde de Be	2.96	0.0713	0.0006	0.11	180
graphite	1.60	0.0803	0.00037	0.063	170

ϱ densité
N molécules par cm³
Σ_a section efficace d'absorption
$\xi\Sigma_d$ puissance de ralentissement
$\xi \cdot \frac{\sigma_d}{\sigma_a}$ rendement

E_2 caractéristiques des principaux modérateurs

Propriétés des modérateurs

L'équation de diffusion est une équation différentielle de la forme

$$-D \cdot \Delta\Phi + \Sigma_d \Phi = q$$

où q désigne la densité neutronique de ralentissement et D la constante de diffusion.
Cette constante dépend de la section efficace de diffusion et du nombre de masse A du matériau

$$D = \frac{1}{3\Sigma_d\left(1 - \frac{2}{3A}\right)}$$

La répartition des neutrons se calcule à partir de cette équation et des conditions aux limites et de la densité de ralentissement.

Ralentissement des neutrons

L'étude théorique a deux objectifs : en premier lieu, établir les spectres de neutrons dans le réacteur et, à partir de là, le nombre d'absorptions avant que les neutrons ne deviennent thermiques ; en second lieu, étudier la diffusion des neutrons pendant le ralentissement. Lors de la détermination des spectres, on peut supposer avec une bonne approximation que le spectre est partout le même dans le réacteur, comme ce serait le cas dans un réacteur de dimensions infinies, et cela même si le flux diminue sensiblement vers les bords.

Choc élastique

Le ralentissement des neutrons rapides se produit notamment à la suite de chocs élastiques sur les noyaux atomiques du modérateur. On peut calculer la perte d'énergie d'un neutron au cours de la collision en appliquant les lois de conservation :

1. Conservation de la quantité de mouvement. La quantité de mouvement du neutron avant le choc est égale à la somme des quantités de mouvement du neutron et du noyau-cible après le choc. Il s'agit naturellement d'une somme vectorielle.
2. Conservation du moment cinétique. Il s'agit encore d'une somme vectorielle.
3. Conservation de l'énergie. Il s'agit d'une grandeur scalaire.

À partir de ces lois, on peut calculer la probabilité $g(E', E)$ utilisée dans l'équation de Boltzmann pour qu'un neutron d'énergie E' conserve, lors de l'interaction, l'énergie E

$$g(E', E) = \frac{1}{1-\alpha} \cdot \frac{1}{E'}, \text{ avec } \alpha E' < E < E' ;$$

la valeur moyenne de l'angle de diffusion dans le référentiel laboratoire est tel que

$$\overline{\cos\Psi} = \frac{2}{3A}$$

où A désigne le nombre de masse du noyau et avec

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$$

α varie de 0, pour l'hydrogène, jusqu'à des valeurs approchant la valeur limite 1 pour des noyaux lourds.

Léthargie

On définit quelquefois la léthargie

$$u = \ln \frac{E_0}{E}$$

où E_0 désigne l'énergie initiale du neutron.
On obtient alors

$$g(u', u) = \frac{1}{1-\alpha} e^{-(u-u')}$$

Le gain moyen ξ de léthargie au cours d'un choc, qui correspond à une perte d'énergie, s'écrit

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln\alpha$$

Ce gain est indépendant de la léthargie elle-même ; pour un même gain, le nombre de chocs entre neutrons de fission et neutrons thermiques est le même. Le nombre moyen ν de chocs pour passer d'une léthargie u_1 à une léthargie supérieure u_2 s'écrit simplement

$$\nu = \frac{u_1 - u_2}{\xi}$$

Le nombre total de collisions pour qu'un neutron de fission (léthargie nulle par définition) devienne thermique (léthargie = 18) est donc

$$\nu = \frac{18}{\xi}$$

Plus les noyaux sont légers, plus ξ est élevé et donc le nombre de chocs ν plus petit.

Puissance et rendement du ralentisseur

Un bon modérateur doit posséder à la fois une grande moyenne de chocs et un bon gain moyen de léthargie avec peu de chocs efficaces.
En outre, la moyenne d'absorption doit rester faible malgré les chocs nombreux.
Le pouvoir ralentisseur est défini par le produit $\xi \cdot \Sigma_d$ et le rendement par $\frac{\xi \cdot \Sigma_d}{\Sigma_a}$. Tous deux doivent être les plus élevés possible. Relativement à ces critères, le meilleur modérateur connu est l'eau lourde. Le graphite est également un bon modérateur, bien qu'il nécessite de grands réacteurs à cause de son faible pouvoir ralentisseur.

Densité de ralentissement

Par densité de ralentissement $q(E)$ ou $q(u)$, on désigne le nombre de neutrons qui sont freinés pour passer d'une énergie supérieure à E à une énergie inférieure à E, dans un centimètre cube et en 1 seconde. Dans un réacteur en régime stationnaire permanent, pour lequel il n'y a ni pertes dues à des fuites ni absorption, la densité de ralentissement est, pour toute énergie n'appartenant pas au domaine thermique, égale au pourcentage de neutrons formés. La densité de ralentissement diminue constamment lorsque la léthargie augmente ou que l'énergie baisse, à cause des fuites et de l'absorption.

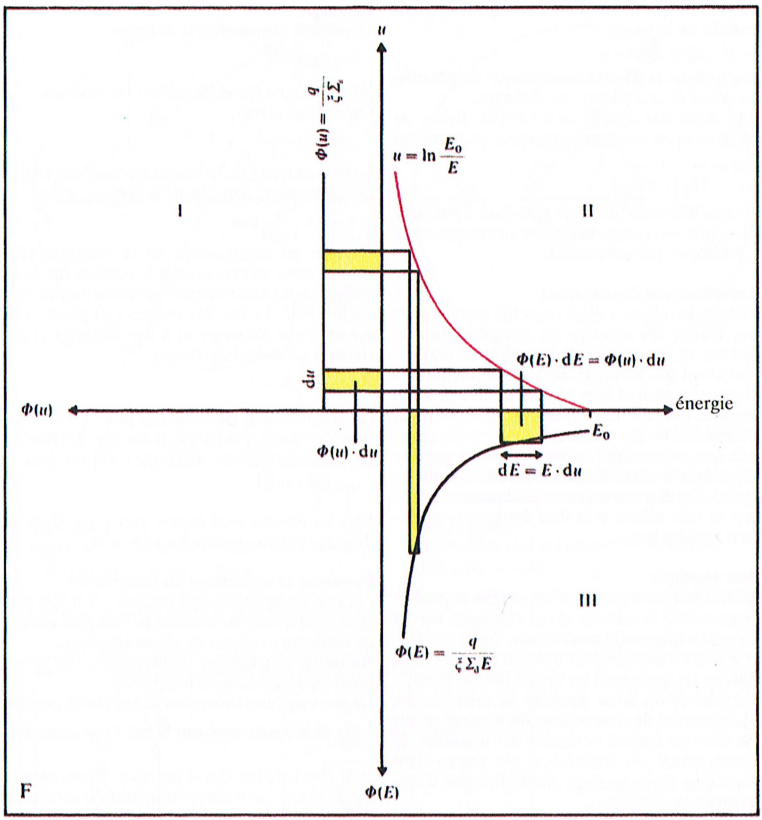
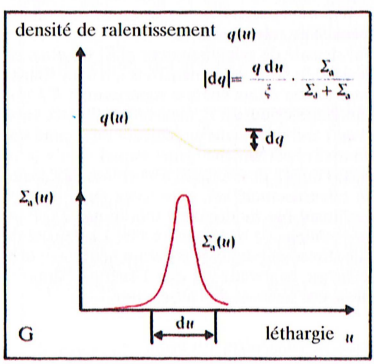
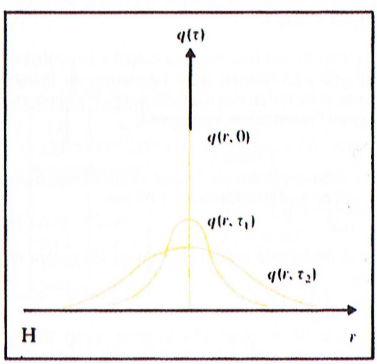


Diagramme énergie-léthargie



Étude de la probabilité de résonance



Répartition spatiale de la densité de ralentissement d'une source plane selon la théorie de l'âge

Lorsqu'il n'y a pas d'absorption, on peut établir une relation entre la densité de ralentissement et le flux : le nombre de chocs nécessaire pour que la léthargie d'un neutron varie de du s'écrit :

$$\nu = \frac{du}{\xi}$$

Le nombre de neutrons concernés par seconde étant $q(u)$, $\nu \cdot q(u)$ chocs ont lieu par seconde dans cet intervalle d'énergie ; le nombre de chocs s'exprimant par ailleurs par $\Phi\Sigma_d du$, on peut écrire

$$\frac{q(u)\,du}{\xi} = \Phi \cdot \xi \cdot \Sigma_d\,du$$

d'où on obtient

$$\Phi(u) = \frac{q(u)}{\xi\Sigma_d}$$

Dans un réacteur dénué d'absorption, le flux pour un intervalle de léthargie est constant lorsque la section efficace de diffusion Σ_d est constante.

Le flux par intervalle d'énergie est

$$\Phi(E) = \Phi(u) \cdot \frac{du}{dE} = \frac{q(E)}{\xi\Sigma_d E}$$

Le spectre d'énergie varie comme $1/E$. Cette propriété est assez bien vérifiée dans les réacteurs réels.

Probabilité de fuite résonante

Cette probabilité p s'exprime en fonction de la densité de ralentissement

$$p = \frac{q(u_{ther})}{q(u_0)} = \frac{q(u_{ther})}{q(0)}$$

où u_0 désigne la léthargie des neutrons de fission qui vaut 0 par définition.

On peut calculer p si l'on admet que la densité de ralentissement ne change que par absorption. La variation de densité de ralentissement est alors égale au produit du nombre de chocs dans un intervalle de léthargie par la probabilité pour qu'un choc aboutisse à l'absorption, soit :

$$\text{avec } dq = \frac{du}{\xi} \cdot q \cdot \frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_d}$$

$$p = \exp\left[-\int_0^u \frac{1}{\xi}\frac{\Sigma_a}{\Sigma_a + \Sigma_d}\,du\right]$$

Il faut alors choisir la borne supérieure u. La probabilité de fuite résonante est légèrement supérieure si l'on considère que la densité de ralentissement diminue dans l'intervalle de léthargie où se produit l'absorption et que le nombre de chocs devient alors égal à $q\,\frac{du}{\xi}$.

Théorie de l'âge de Fermi

L'équation de diffusion permet de calculer la répartition du flux de neutrons thermiques, la probabilité de fuite résonante et, dans l'approximation adéquate, le facteur de multiplication k_∞ ; mais il reste à calculer la répartition de densité de ralentissement $q(r, u)$ pour une densité de source connue $q(r, 0)$. Dans sa théorie, Fermi remplace la variable u par une autre variable, l'âge de Fermi τ. Lorsque le ralentissement se fait avec un très grand nombre de chocs, celui-ci peut être considéré comme continu ; c'est le cas avec des modérateurs suffisamment lourds comme le graphite par ex. La variable est égale au produit du temps écoulé depuis l'apparition du neutron, par des constantes de diffusion moyennes et le sixième du carré de la distance moyenne parcourue. L'équation de Fermi donne :

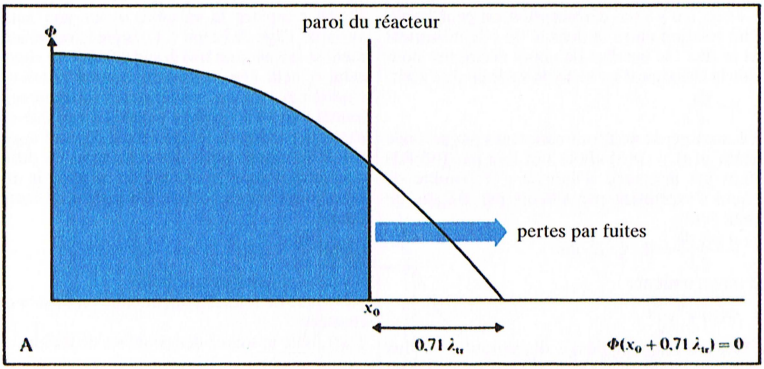
$$\Delta = \frac{\partial q}{\partial \tau}$$

Avec les conditions aux limites :

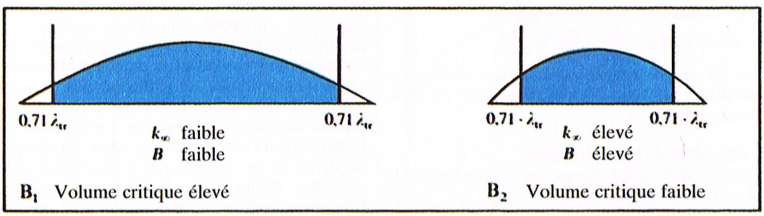
1. Densité de ralentissement nulle en dehors du réacteur.
2. $q(r,0)$ de la source des neutrons de fission.

Méthode de diffusion des groupes

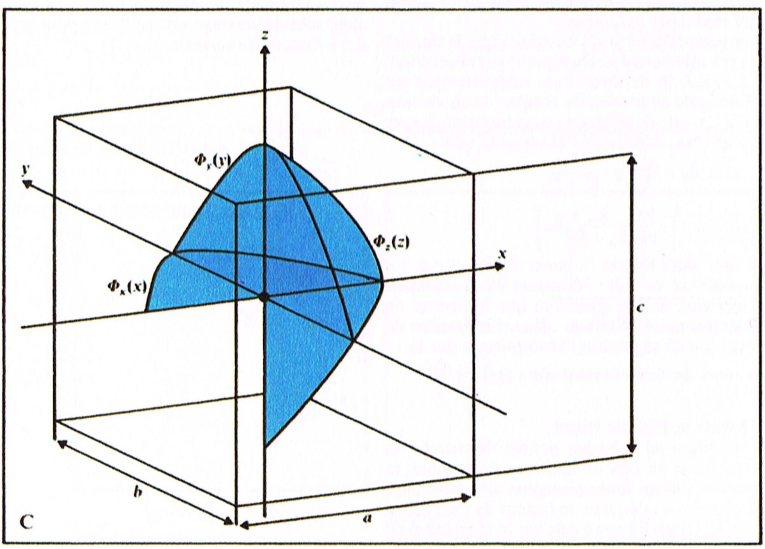
Pour les réacteurs à modérateurs légers, comme l'eau ou l'eau lourde par exemple, la théorie de l'âge n'est plus applicable. C'est également le cas pour des réacteurs très hétérogènes en ce qui concerne leur composition combustible-modérateur. La méthode de diffusion des groupes permet de déterminer le processus de ralentissement dans de tels réacteurs. Le domaine de léthargie, qui s'étend de 0 à la valeur thermique, est divisé en un nombre fini d'intervalles suffisamment étroits dans lesquels on applique l'équation de diffusion habituelle pour calculer le flux neutronique. Ce mode de calcul revient à supposer que les neutrons demeurent dans le même intervalle de léthargie jusqu'à ce qu'ils aient subi suffisamment de collisions pour accéder à l'intervalle suivant.



Condition de bord de la théorie de diffusion



Répartition du flux dans un réacteur critique à faible et à grand facteur de multiplication



Répartition du flux dans un réacteur critique parallélépipédique

En combinant les équations de diffusion des neutrons thermiques, de ralentissement et la répartition de la densité de ralentissement, on peut calculer les pertes par fuite du réacteur et ainsi en déterminer la taille minimale pour l'obtention d'un régime stationnaire ; cette grandeur est appelée **volume critique**.

La résolution mathématique est simple lorsqu'on peut utiliser la théorie de l'âge et que le réacteur ne possède pas de réflecteur. Il s'agit alors de résoudre les équations différentielles :

1. L'équation de diffusion

$$\Delta\Phi - \frac{1}{L^2}\Phi = \frac{q_{th}}{D}$$

où $\frac{\Sigma_a}{D}$ est remplacé par L^2. L est la **longueur de diffusion**.

2. L'équation de l'âge

$$\Delta q(r, \tau) = \frac{\partial q(r, \tau)}{\partial \tau}$$

en tenant compte des conditions initiales et des conditions aux limites :

1. L'intensité de la source des neutrons de fission est proportionnelle au flux de neutrons thermiques, ce qui revient à dire que tous les neutrons rapides ($\tau = 0$) proviennent des fissions :

$$q(r,0) = \varepsilon \cdot \eta \cdot f \cdot \Sigma_a \cdot \Phi$$

2. L'intensité de la source q_{th} dans l'équation de diffusion est égale, pour des énergies thermiques, à la densité de ralentissement calculée avec l'équation de l'âge multipliée par la probabilité de fuite résonante

$$q_{th} = p \cdot q(r,\tau_{th})$$

3. Sur la paroi du réacteur, le flux neutronique vers l'intérieur est nul. Cela se traduit simplement en considérant que le flux à une distance extérieure de 0,71 λ_{tr} de la paroi du réacteur est nul.

La résolution de l'équation de l'âge se fait en admettant que la densité de ralentissement est le produit d'une fonction de l'espace par une fonction du temps soit :

$$q(r,\tau) = V(r) \cdot T(\tau)$$

On obtient alors :

$$\Delta V + B^2 V = 0$$

puis

$$q(r,\tau_{th}) = V \cdot e^{-B/\tau_{th}}$$

et, en tenant compte des conditions initiales 1 et 2,

$$q_{th} = p \cdot \varepsilon \cdot \eta \cdot f \cdot \Sigma_a \, e^{-B/\tau_{th}}$$

Avec la formule des quatre facteurs

$$k\infty = p \cdot \varepsilon \cdot \eta \cdot f$$

L'équation du flux neutronique s'obtient ainsi à partir de l'équation de diffusion, soit :

$$\Delta\Phi + \frac{k_\infty \cdot e^{-B/\tau_{th}} - 1}{L^2}\Phi = 0$$

On obtient ainsi, pour le flux neutronique Φ et pour la répartition spatiale V de la densité de ralentissement, le même type d'équation différentielle avec les mêmes conditions aux limites. Cette équation admet une solution unique qui dépend des coefficients respectifs de V (B^2) et de Φ $\left(\frac{k_\infty \cdot e^{-B/\tau_{th}} - 1}{L^2}\right)$ dans les équations. Ces coefficients, qui dépendent de la configuration, sont les valeurs propres de l'équation. Ces valeurs concordent pour V et pour Φ :

$$B^2 = \frac{k_\infty \cdot e^{-B/\tau_{th}} - 1}{L^2}$$

ou

$$k_{eff} = \frac{k_\infty \cdot e^{-B/\tau_{th}}}{1 + L^2 B^2} = 1$$

k_{eff} est le facteur de multiplication efficace et l'égalité constitue la **condition de criticité**.

La grandeur B, appelée « Buckling », peut se calculer à partir de la condition de criticité et ne dépend que de la composition du matériau, d'où le nom de « **material-buckling** ».

Par ailleurs, B^2 est également valeur propre de l'équation différentielle pour la répartition du flux ou de la densité de ralentissement. Par exemple, dans un réacteur parallélépipédique de dimensions a, b et c on obtient

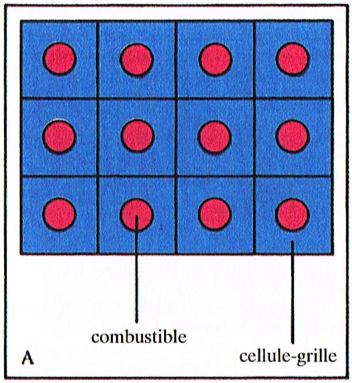
$$B^2 = \pi^2 \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{c^2}\right)$$

La valeur propre calculée à partir de l'équation différentielle est appelée **buckling géométrique**.

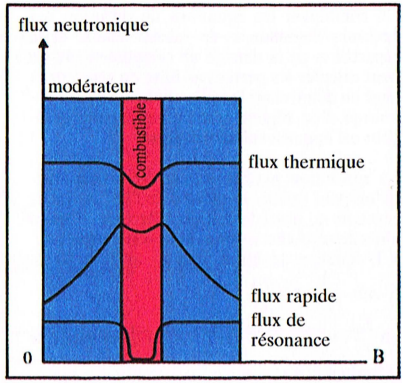
La condition critique peut également s'énoncer : « Il doit y avoir accord entre material-buckling et buckling géométrique. » Si le réacteur est trop petit, B devient trop élevé et k_{eff} inférieur à 1, et réciproquement. Le « volume critique », volume pour lequel $k_{eff} = 1$, est défini par les caractéristiques du matériau L, τ_{th} et k_∞.

Dans le cas d'un réacteur parallélépipédique, on peut ainsi calculer la répartition du flux :

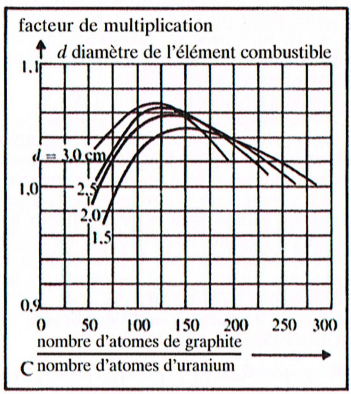
$$\Phi(x, y, z) = \Phi_0 \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{\pi}{c}z\right).$$



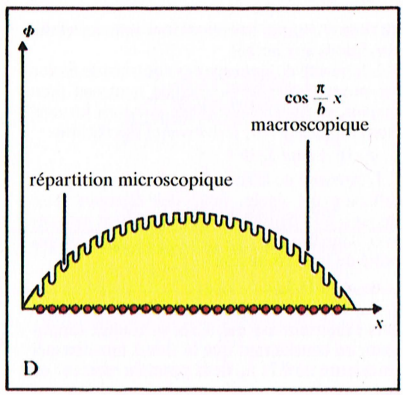
Structure du cœur



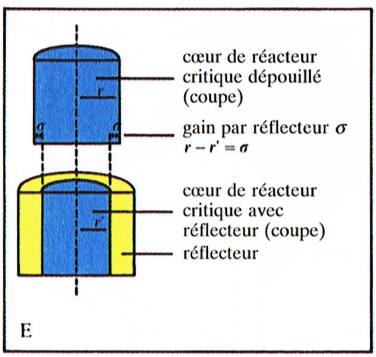
Répartition du flux dans une cellule-grille



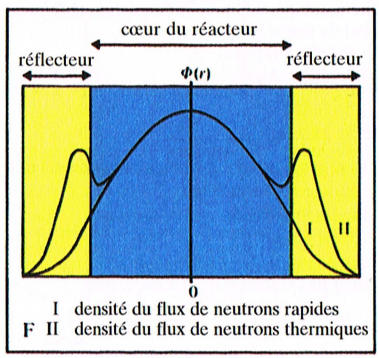
Facteur de multiplication pour des grilles hétérogènes uranium-graphite



Répartition du flux de neutrons thermiques dans un réacteur hétérogène



Gain par réflecteur dans un réacteur cylindrique



Répartition du flux dans un réacteur à réflecteur

Dans la plupart des réacteurs, le combustible et le modérateur ne forment pas un mélange homogène.
Le combustible se présente sous formes de tubes ou de plaques implantés dans la masse du modérateur. En conséquence, les propriétés du matériau, et, de ce fait, les valeurs des grandeurs ε, p et f ne sont plus indépendantes du lieu dans le réacteur.

Cellule-grille
Le cœur d'un réacteur est constitué de nombreuses cellules-grille, de structures semblables, contenant chacune un élément combustible. Le nombre de cellules dépend de la nature du combustible et du modérateur : il est de l'ordre de 20 pour un réacteur à uranium très enrichi modéré par de l'eau lourde, et s'élève à plusieurs milliers pour un réacteur à uranium naturel modéré par du graphite. On peut appliquer les théories développées pour les réacteurs homogènes à condition d'utiliser pour ε, p et f des valeurs moyennes appropriées à la cellule.

Utilisation thermique
Le facteur d'utilisation thermique efficace f est plus faible pour un réacteur hétérogène que pour un réacteur homogène. En effet, le flux thermique à l'intérieur de l'élément combustible diminue à cause de l'absorption élevée du combustible. Le flux thermique est plus élevé dans le modérateur que dans le combustible et le rapport « absorptions par modérateur / absorptions par combustible » est plus élevé que dans un réacteur homogène.

Facteur de fission rapide
La concentration de combustible dans un élément augmente la probabilité qu'un neutron de fission rencontre un noyau d'uranium dès le premier choc. Le facteur de fission rapide ε est d'autant plus élevé que les dimensions de l'élément sont importantes.

Probabilité de fuite résonante
Ce facteur p est le plus important qui intervient dans l'augmentation de la valeur du facteur de multiplication k_∞.
Il y a deux raisons :
1. Une partie des neutrons reste dans le modérateur pendant tout le ralentissement ; une capture résonante peut alors se produire dans le combustible.
2. Les neutrons qui rencontrent un élément combustible avec l'énergie résonante sont immédiatement absorbés. Comme il n'y a pas de ralentissement à l'intérieur de l'élément combustible, il ne peut y avoir de neutrons résonants à l'intérieur de l'élément. Le flux de neutrons résonants à l'intérieur de l'élément est si faible que la plus grande partie du combustible ne contribue pas à l'absorption résonante.

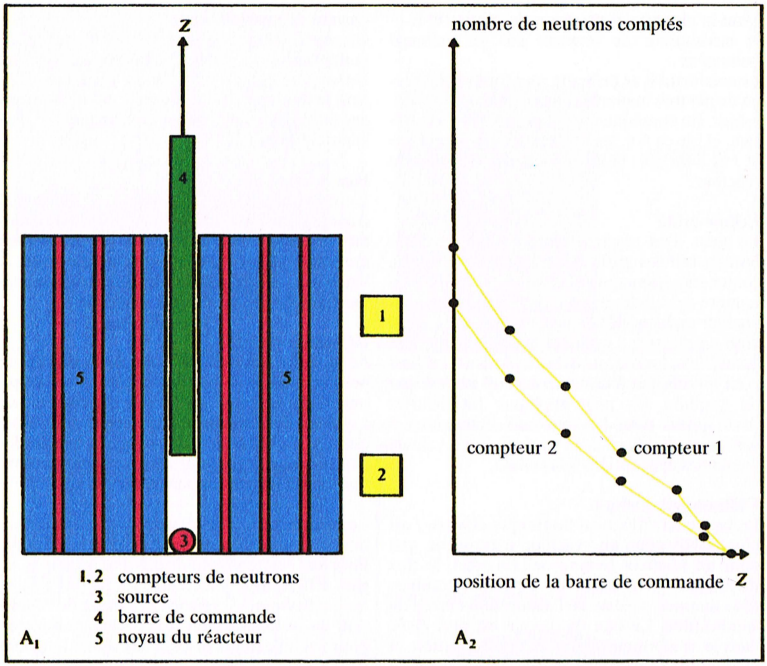
Facteur de multiplication
On peut donc globalement obtenir un facteur de multiplication k_∞ plus élevé avec un système hétérogène qu'avec un système homogène. On peut établir une valeur optimale des dimensions des éléments combustibles pour laquelle k_∞ est le plus grand.

Flux neutronique
La répartition du flux neutronique se détermine comme pour un réacteur homogène. Les résultats obtenus ne sont cependant que des valeurs moyennes au niveau de chaque cellule-grille. À l'intérieur d'une cellule, le flux neutronique varie autour de cette valeur moyenne.

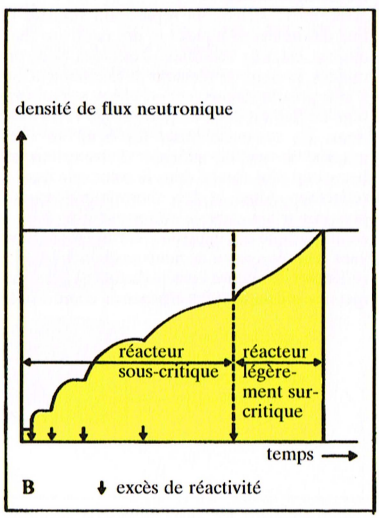
Réflecteur
Le volume critique d'un réacteur thermique peut être diminué par l'utilisation d'un réflecteur. Celui-ci, entourant le cœur du réacteur, est composé du matériau du modérateur. Sa fonction est de réfléchir la plus grande partie des neutrons vers le réacteur, ce qui permet de diminuer sensiblement les pertes par fuite.

Le gain par réflecteur s'évalue par la demi-diminution d'une dimension du volume critique. Pour un réacteur cylindrique par exemple, ce gain sera la différence entre les rayons sans et avec réflecteur. Ce gain est de l'ordre de l'épaisseur du réflecteur pour les réflecteurs minces ; pour les réflecteurs épais, il est d'une longueur de diffusion environ.

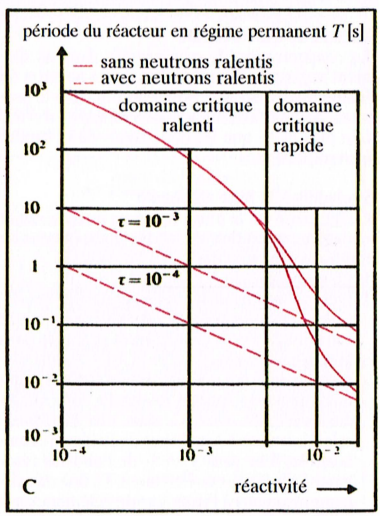
Répartition du flux
Avec un réflecteur, la répartition spatiale de flux des neutrons rapides et des neutrons thermiques est très modifiée. Pour des neutrons rapides, le cœur du réacteur et le réflecteur ont à peu près la même section efficace d'absorption. Le flux est donc toujours dirigé vers l'extérieur. En revanche, pour les neutrons thermiques, la section efficace d'absorption est beaucoup plus élevée dans le cœur que dans le réflecteur. Ainsi, le flux thermique peut être plus important dans le réflecteur que dans le cœur, puisque des neutrons thermiques se trouvent générés à partir de neutrons rapides dans le réflecteur. L'intense densité du flux de bord permet une utilisation plus efficace du combustible.



Réglage de la criticité par barre de commande



Croissance du nombre de neutrons (en fonction du temps) lors du démarrage du réacteur



Étude de l'effet des neutrons lents sur la période du réacteur

L'**étude dynamique du réacteur** concerne l'évolution dans le temps de la densité du flux neutronique au sein des réacteurs dont le facteur de multiplication k_{eff} n'est pas exactement égal à 1. L'écart relatif est la **réactivité** :

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}}$$

L'évolution dépend de trois facteurs : la réactivité, la durée de vie des neutrons entre leur création et leur capture et la fraction de neutrons ralentis.

La durée de vie d'un neutron dépend de la composition du réacteur et du facteur de fuite thermique. Pour des neutrons thermiques animés de faibles vitesses, le temps entre deux chocs est relativement long ; la durée de vie est donc pratiquement déterminée par le temps de séjour du neutron à l'état thermique. Ce temps de séjour se détermine à partir de la condition de criticité du réacteur, puisque les pertes de neutrons thermiques sont équivalentes à l'intensité de la source thermique. Ces pertes étant égales au nombre de neutrons n divisé par la durée de vie τ, on a :

$$\frac{n}{\tau} = q_{th}$$

avec, dans un réacteur critique :

$$q_{th} = (1 + L^2B^2)\cdot\Sigma_a\cdot n\cdot v$$

À partir des deux équations, on peut calculer la durée de vie :

$$\tau = \frac{1}{\Sigma_a\cdot v(1 + L^2B^2)}$$

Période du réacteur

Dans un réacteur pour lequel $k_{eff} \neq 1$, le nombre de neutrons N évolue, d'une part en raison de la multiplication d'une génération à l'autre, d'autre part à cause de sources extérieures S. Cela se traduit par l'équation différentielle :

$$dN = \frac{k_{eff} - 1}{\tau}\,dt + S\cdot dt$$

La quantité $\frac{\tau}{k_{eff} - 1}$ est appelée période T du réacteur.

Elle est positive pour des réacteurs surcritiques et négative pour des réacteurs sous-critiques. Pour un réacteur critique, elle est infinie.

L'équation $\frac{dN}{dt} - \frac{1}{T}N = S$ admet pour solutions

$$N = N_0\,e^{t/T} - S\cdot T$$

Réacteurs sous-critiques

Dans ce cas seulement, c.-à-d. avec $T<0$, il existe une solution stationnaire qui s'écrit

$$N = -S\cdot T$$

En effet, le terme $N_0\,e^{t/T}$ diminue très rapidement et le régime stationnaire s'établit pour tout réacteur sous-critique avec une source de neutrons constante. Le facteur de multiplication est alors facilement mesurable. Le nombre de neutrons par seconde s'écrit

$$n = \frac{N}{\tau} = \frac{T}{\tau}\cdot S = \frac{1}{k_{eff} - 1}\cdot S$$

Le coefficient multiplicateur de la source de neutrons, $\frac{1}{k_{eff} - 1}$, se mesure aisément avec un compteur de neutrons.

Réacteurs critiques

Pour le réacteur exactement critique avec une source constante, l'équation différentielle s'écrit :

$$\frac{dN}{dt} = S$$

La solution de cette équation s'écrit $N = N_0 + S\cdot t$, c.-à-d. que le nombre de neutrons est une fonction affine du temps. Cela s'interprète aisément puisque chaque neutron présent dans le réacteur en crée précisément un nouveau et que s'y ajoutent les neutrons de la source.

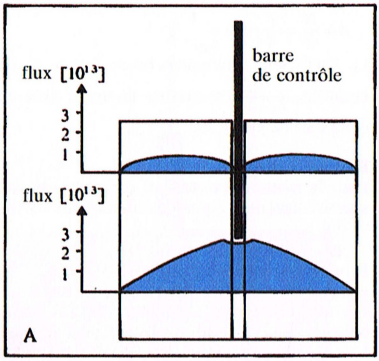
Neutrons retardés

Pour un réacteur surcritique, la production serait multipliée par le facteur e = 2,7183 à chaque période d'après une étude récente. La durée de vie des neutrons étant de l'ordre de 10^{-4} s, cette croissance se produirait même avec un faible excès de réactivité. Le contrôle du réacteur se trouve simplifié du fait qu'une petite partie des neutrons ne se trouve pas libérée spontanément, mais seulement un court laps de temps après la fission. Ces neutrons, dits « retardés », ont une influence importante sur la période du réacteur.

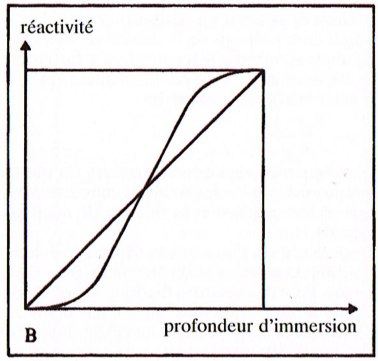
Généralement, on distingue plusieurs groupes de neutrons retardés formés lors des fissions avec divers produits de fission de constantes de désintégration radioactive λ_i différentes. La relation entre la période T, la réactivité ρ, la durée de vie des neutrons τ avec leurs proportions β_i et les constantes de désintégration radioactive λ_i des divers groupes s'écrit :

$$\rho = \frac{\tau}{keff\cdot T} + \sum_i \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T}$$

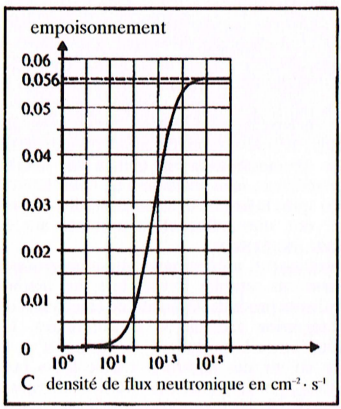
Ainsi, pour de faibles réactivités, la période dépend du produit de la durée de vie par la proportion de neutrons retardés et non par la durée de vie des neutrons libres dans le réacteur. Ce domaine de réactivité est dit « retardé critique » à la différence du domaine « promptement critique » pour lequel la durée de vie τ détermine la période.



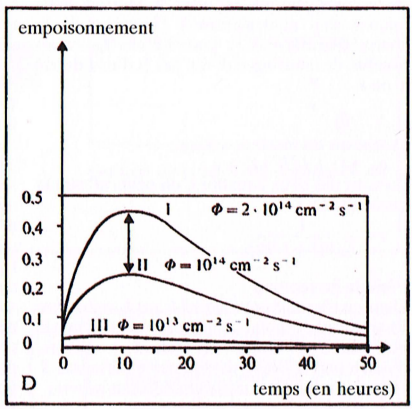
Répartition du flux dans un réacteur à barre demi-immergée



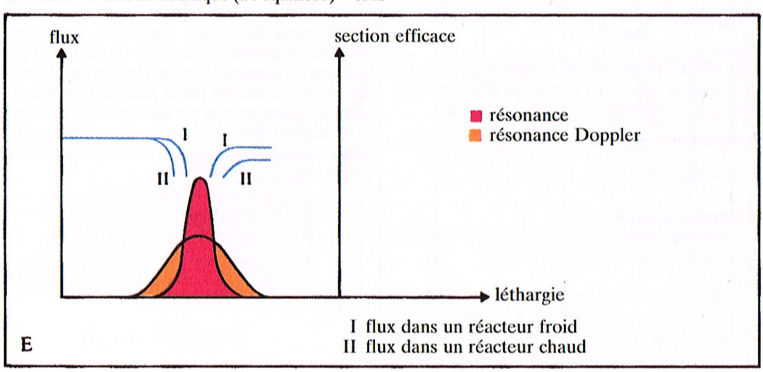
Étude de l'efficacité de la barre de contrôle en fonction de sa profondeur d'immersion



Empoisonnement au xénon en fonction de la densité de flux neutronique (à l'équilibre)



Empoisonnement au xénon après l'arrêt du réacteur



Accroissement de l'absorption résonante

Il est nécessaire de pouvoir faire varier la réactivité du réacteur, c.-à-d. le *facteur de multiplication* des neutrons. Celui-ci doit être supérieur à 1 lors de la phase de mise en marche du réacteur qui est alors *surcritique* (démarrage), égal à 1 durant le fonctionnement en phase stationnaire (réacteur *critique*) et inférieur à 1 lorsqu'on veut arrêter le réacteur ou en diminuer l'activité (réacteur *sous-critique*).
Durant le fonctionnement, le facteur peut cependant varier pour diverses raisons :

1. La **combustion nucléaire**, c.-à-d. l'épuisement du matériau fissile ou combustible ;
2. L'**empoisonnement** par les produits de fission avec capture des neutrons ;
3. La **variation de température** (voir plus loin « coefficient de température ») ;
4. La **fertilité** de certains noyaux non fissiles qui produisent des noyaux fissiles après capture de neutrons ;
5. Des **neutrons extérieurs** produits lors d'expérimentations environnantes.

C'est pourquoi, dès le départ, le réacteur doit posséder un léger excès de réactivité qui se trouve régulé par des dispositifs appropriés.

Dispositifs de contrôle

Le dispositif le plus répandu est celui à barres en forme de cylindres ou de plaques. Ces barres de commande sont constituées d'un matériau ayant une grande affinité pour les neutrons comme le cadmium ou le bore. On distingue :

1. Les barres d'extinction qui permettent de stopper rapidement la réaction en cas de danger ; elles sont hors du cœur lors du fonctionnement normal et sont immergées brutalement en cas de nécessité ;
2. Les barres de commande pour pilotage grossier qui permettent un premier réglage sur les variations lentes de réactivité en cours de fonctionnement ;
3. Les barres de commande pour pilotage fin qui permettent de maintenir une production constante par un contrôle permanent.

Efficacité des barres de commande

Une barre de contrôle est d'autant plus efficace qu'elle absorbe davantage de neutrons. Les matériaux sont utilisés en couches très fines pour absorber un maximum de neutrons ; plus la surface est grande, plus l'absorption est importante. De plus, l'efficacité est meilleure si les barres se trouvent dans les zones à flux élevé. Les barres pour pilotage fin doivent permettre d'agir sensiblement sur la réactivité avec de faibles déplacements. Elles sont situées dans la zone de flux maximum, au milieu du cœur.

Combustion nucléaire

Le réacteur nucléaire en activité consomme un matériau fissile, l'uranium 235 en général. La quantité de combustible diminue non seulement à cause des fissions mais aussi en raison de la réaction de capture :

$$^{235}U + n \rightarrow {}^{236}U$$

Par ailleurs, à la suite de réactions successives, il y a formation de plutonium également fissile :

$$^{238}U + n \rightarrow {}^{239}U \rightarrow {}^{239}Np \rightarrow {}^{239}Pu$$

La combustion s'évalue soit par l'énergie produite par tonne de matériau fissile, soit par le pourcentage de noyaux ^{235}U ayant subi la fission.

Empoisonnement

Il est évalué par le rapport Σ_p/Σ_u, où Σ_p et Σ_u désignent les sections efficaces respectives du poison et du combustible. Deux poisons interviennent principalement : le xénon 135 et le samarium 149. Le xénon 135 provient essentiellement du tellure 135 formé lors de la fission, lors des désintégrations successives de la filiation radioactive :

$$^{135}Te \rightarrow {}^{135}I \rightarrow {}^{135}Xe \rightarrow {}^{135}Cs \rightarrow {}^{135}Ba$$

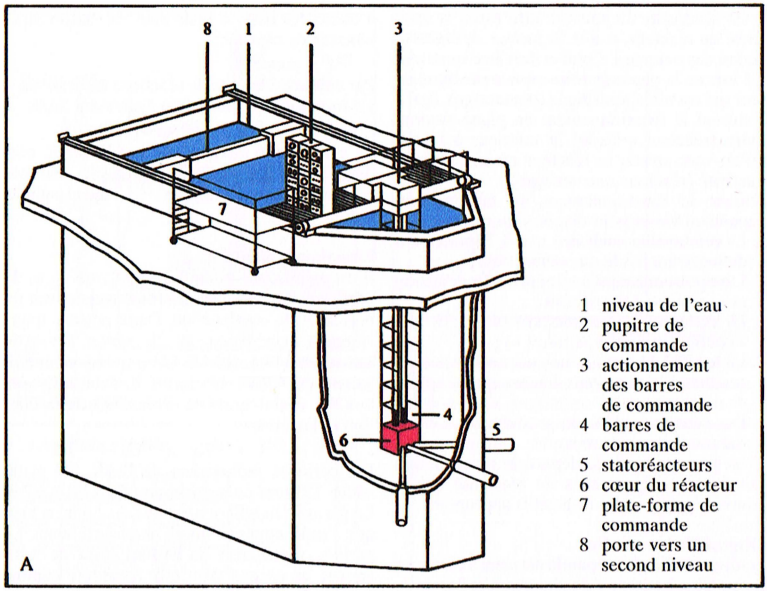
Les périodes radioactives de l'iode 135 et du xénon 135 sont respectivement de 6,7 h et 9,2 h. La période du tellure n'est que de 2 min, si bien que l'iode apparaît quasi immédiatement. La période radioactive du césium étant de $2 \cdot 10^6$ années, ce dernier peut être considéré comme étant stable.
La concentration en xénon diminue et par désintégrations et par capture de neutrons. Dans un flux élevé de neutrons, la capture est très importante de sorte que la concentration d'équilibre, obtenue lorsque disparitions et formations se compensent, est indépendante du flux. Dans un flux faible, les disparitions deviennent majoritaires et la concentration dépend du flux.
Après l'arrêt du réacteur, l'empoisonnement au xénon augmente encore car l'iode continue à se désintégrer et que le nombre de captures devient très faible.
Le samarium 149 se forme lors de la filiation radioactive

$$^{149}Nd \rightarrow {}^{149}Pm \rightarrow {}^{149}Sm$$

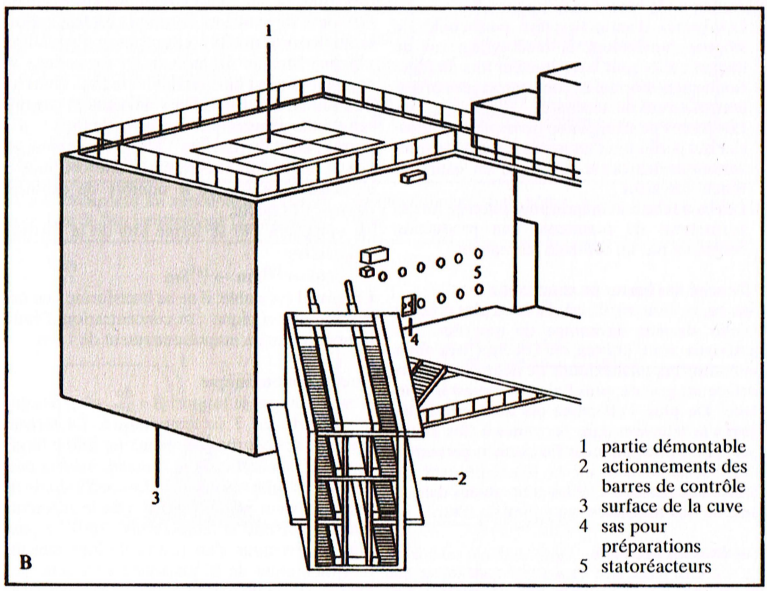
Comme il est stable, il ne se transforme que par capture neutronique ; sa concentration d'équilibre entraîne un empoisonnement de 1,1%.

Coefficient thermique

Il est défini par le rapport $\beta = \frac{d\rho}{dT}$, où ρ désigne la réactivité et T la température. La largeur Doppler des courbes de résonance influe largement sur ce coefficient et diminue ainsi la probabilité de fuite résonante p. Le coefficient thermique devient négatif, c.-à-d. que la réactivité diminue lorsque la température croît. Le pilotage du réacteur s'en trouve facilité puisque l'augmentation de la puissance avec une trop grande réactivité provoquera une augmentation de température qui fera diminuer la réactivité.



Pile-Piscine



Réacteur graphite-uranium naturel

Les réacteurs destinés à la recherche constituent des sources de rayonnements très intenses. Le rendement d'un tel réacteur n'a pas d'importance en soi. Les exigences d'un tel réacteur sont les intensités des flux neutroniques, des rayonnements gamma, qui doivent être les plus élevées possibles, et l'accès au cœur du réacteur pour des études expérimentales. Pour des raisons techniques, le réacteur est maintenu à la température la plus faible possible (au-dessous de 100°C). Pour conserver un rendement modeste et, de ce fait, un circuit de refroidissement réduit, avec un flux neutronique relativement important, le cœur du réacteur doit rester de petite dimension, avec en fait le volume critique. C'est pourquoi on utilise souvent de l'uranium enrichi. Il est également nécessaire d'utiliser des modérateurs légers, comme l'eau ou l'eau lourde, qui possèdent de grands pouvoirs ralentisseurs. Les flux neutroniques des réacteurs de recherche actuels atteignent des valeurs de l'ordre de 10^{15} neutrons par cm^2 et par seconde.

Pile-Piscine

Ce type de réacteur de recherche est techniquement simple. Le cœur du réacteur composé d'éléments combustibles en plaques est solidaire d'une structure qui le plonge dans un bassin rempli d'eau totalement déminéralisée. L'eau sert simultanément de modérateur, de réflecteur et de liquide de refroidissement. Pour une puissance inférieure à 100 kW, le refroidissement par convection naturelle de l'eau suffit ; pour des puissances supérieures, un circuit de refroidissement avec pompage s'avère nécessaire. Des puissances de l'ordre de 20 MW avec des flux de $3 \cdot 10^{13}$ neutrons par cm^2 et par seconde peuvent être alors atteints.

Réacteur à réservoir d'eau lourde

Dans ce type de réacteur, l'eau lourde sert à la fois de modérateur, de réflecteur et de fluide de refroidissement. La masse critique est très réduite et le flux neutronique ne diminue que faiblement dans le réflecteur puisque l'absorption de l'eau lourde est quasi nulle.

Le coût élevé de l'eau lourde ne permet pas de construire des piles-piscine à eau lourde ; celle-ci doit circuler en circuit fermé avec pompage et le réservoir doit être parfaitement étanche. C'est dans ce type de réacteur que l'on rencontre les flux neutroniques les plus élevés.

Réacteur à graphite et à uranium naturel

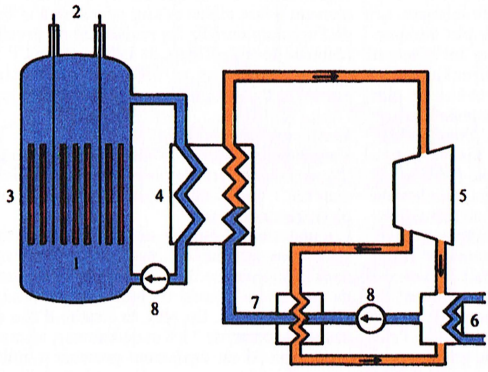
Dans ce type de réacteur, le combustible utilisé est de l'uranium naturel métallique contenu dans des tubes plongés dans la masse de graphite qui sert de modérateur. Le réacteur est refroidi au gaz. Le volume critique de ces réacteurs est très élevé et l'on y obtient difficilement des flux neutroniques élevés. Leur seul intérêt réside dans la multiplicité d'expériences qui peuvent y être réalisées sans nécessité d'utiliser de l'uranium enrichi. La réalisation du premier réacteur de ce type date de 1942, avec le CP 1 à Chicago, quand on ne disposait ni d'uranium enrichi ni d'eau lourde en quantité suffisante.

Études expérimentales

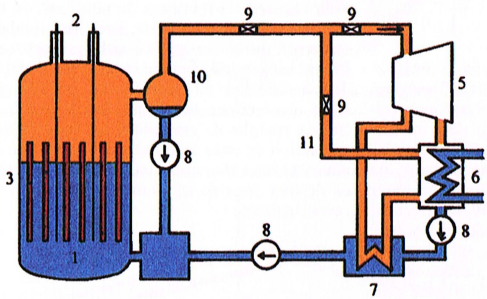
Un réacteur peut être utilisé soit pour étudier l'impact et les effets de rayonnements sur divers matériaux, soit en tant que sources de particules ou de rayonnements.

Les matériaux à étudier sont présentés en capsules dans le cœur du réacteur, ou immergés dans la pile-piscine. La pile-piscine a l'avantage de permettre l'étude d'objets de dimensions plus importantes. De plus, la couche d'eau au-dessus du cœur, de 7 à 8 m de hauteur, assure la protection. Il est également possible d'utiliser les rayonnements gamma des produits de fission pour des expériences menées dans un deuxième bassin.

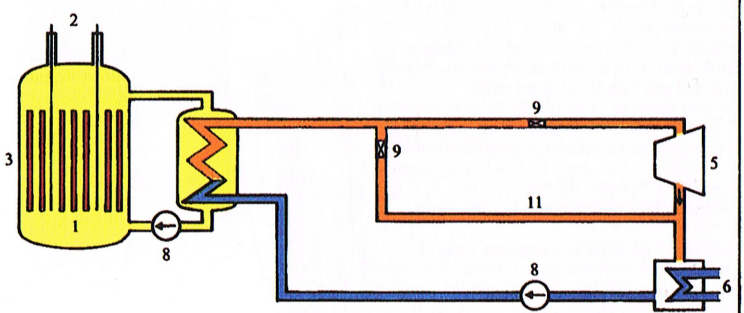
Pour réaliser des faisceaux de neutrons, on utilise des tubes en aluminium, à section circulaire ou carrée, qui traversent la couche protectrice et frôlent tangentiellement le cœur avant d'arriver dans le réflecteur où le flux thermique est le plus élevé. La colonne thermique forme une large trouée, remplie de graphite, dans la couche de protection et dans le réflecteur. Alors que les neutrons lents traversent facilement le graphite, ce dernier renvoie les neutrons rapides et les rayons gamma.



A Cycle thermique d'un réacteur à eau sous pression



B Cycle thermique d'un réacteur à eau bouillante



C Cycle thermique d'un réacteur à refroidissement par gaz

Cycles thermiques des réacteurs de puissance

Les progrès réalisés dans la réalisation des réacteurs nucléaires depuis le premier réacteur de 1942 ont permis de rendre cette forme d'énergie totalement compétitive par rapport aux formes d'énergie classiques antérieurement utilisées pour la production d'énergie électrique. On considère cependant que les centrales nucléaires ne sont réellement rentables que pour des puissances suffisamment élevées, soit à partir de 500 MW environ. Des réacteurs pour des navires ou des véhicules terrestres reviendraient trop chers, en raison des faibles puissances nécessaires. L'utilisation des réacteurs nucléaires dans le domaine militaire, pour les sous-marins ou les navires porteurs d'avion, reste une exception en raison d'une autonomie particulièrement importante appréciable dans ce contexte. Les avantages des centrales nucléaires comparées aux centrales conventionnelles reposent sur deux faits :

1. Lors de la combustion complète de 1 kg de carbone C (donnant CO_2), l'énergie calorifique libérée est de 9,3 kWh environ, alors que la fission de 1 kg d'uranium 235 libère $2{,}9 \cdot 10^7$ kWh. Malgré le coût élevé de l'uranium, le prix du combustible par kWh pour les réacteurs nucléaires est 5 fois moins élevé que dans les centrales thermiques traditionnelles.
2. Les centrales nucléaires sont extrêmement moins polluantes pour l'environnement puisqu'elles rejettent peu de déchets, solides ou gazeux, dans l'atmosphère. La protection des rayonnements nocifs est relativement facile. Le circuit de refroidissement impose la proximité d'un cours d'eau ou de la mer.

Trois types de réacteurs se sont imposés économiquement : le réacteur à eau pressurisée (REP ou PWR – Pressurized Water Reactor –), le réacteur à eau bouillante (BWR – Boiling Water Reactor –) et le réacteur (GCR – Gas-Cooled Reactor –).

Le surrégénérateur (voir p. 225) peut éventuellement constituer une amélioration d'ordre économique dans l'avenir. Hormis les réacteurs de la filière graphite-gaz, les réacteurs de puissance utilisent pratiquement tous de l'uranium enrichi (2 à 10% d' ^{235}U). Le coût plus élevé du combustible enrichi est largement compensé par les économies réalisées dans les installations.

Réacteur à eau pressurisée

Dans ce type de réacteur hétérogène, l'eau ou l'eau lourde est utilisée comme modérateur et liquide réfrigérant, à 280°C sous une pression de 140 atm. L'eau circule dans un circuit fermé avec pompage. Ce circuit primaire traverse le cœur et parvient à l'échangeur de chaleur. La forte pression l'empêche de bouillir. La chaleur véhiculée par le circuit primaire fait s'évaporer l'eau du circuit secondaire et cette vapeur saturée actionne la turbine. Ce type de réacteur présente l'avantage d'une grande souplesse de réglage de puissance. Ainsi, si l'on utilise davantage de vapeur au niveau de la turbine, la pression de vapeur diminue, ainsi que la température du secondaire ; la température du primaire baisse également, et donc le modérateur ; le coefficient thermique négatif provoque une augmentation de réactivité jusqu'à ce que la puissance du réacteur soit en harmonie avec l'exigence au niveau de la turbine.

Réacteur à eau bouillante

Ce réacteur nucléaire de type hétérogène utilise de l'eau bouillante à la fois comme réfrigérant et comme modérateur. À la différence du réacteur à eau pressurisée, la vapeur est produite directement dans le cœur qui se trouve alors sous une pression relativement plus faible. La turbine peut être actionnée par cette vapeur directement, sans nécessité d'échangeur de chaleur. Dans une installation de ce type, seule l'eau légère est utilisée car les pertes en eau lourde seraient trop coûteuses.

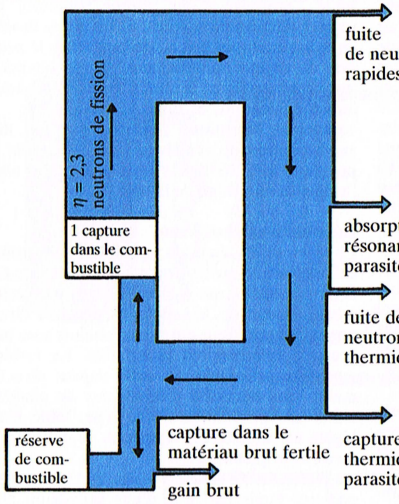
Le réglage d'un réacteur à eau bouillante n'est pas très facile car, lors d'une utilisation plus élevée de la vapeur au niveau de la turbine, la pression baisserait dans le cœur, ce qui provoquerait une diminution de réactivité et de puissance. Dans les réacteurs actuels, le circuit de l'eau de réfrigération doit passer par un réservoir à pression qui est nécessaire pour maintenir la pression et la proportion de bulles.

Réacteur à refroidissement par gaz

Ce type de réacteur hétérogène est refroidi par du dioxyde de carbone sous pression maintenu en circulation dans le circuit par des turbines soufflantes. La chaleur emportée hors du noyau est cédée, dans le générateur de vapeur, à l'eau du circuit secondaire. Le modérateur est du graphite solide dans lequel sont situées des tiges d'uranium naturel.

Dans ces réacteurs, il n'y a pas de réglage automatique en fonction de la puissance utilisée ; le réglage se fait par des barres de pilotage (barres en acier au bore). Les variations de puissance peuvent également être contrôlées en agissant sur la vitesse du courant de gaz du circuit primaire.

Les réacteurs de l'ex-URSS utilisent le graphite comme modérateur et l'eau bouillante comme liquide de refroidissement. Lorsque la puissance augmente, l'absorption diminue à cause de la proportion de bulles mais l'effet modérateur ne change pas. De ce fait, le coefficient de puissance et le coefficient thermique de ces réacteurs sont positifs. L'accident de Tchernobyl est une conséquence de cet inconvénient majeur : l'augmentation très forte de puissance a entraîné une surcriticalité catastrophique.



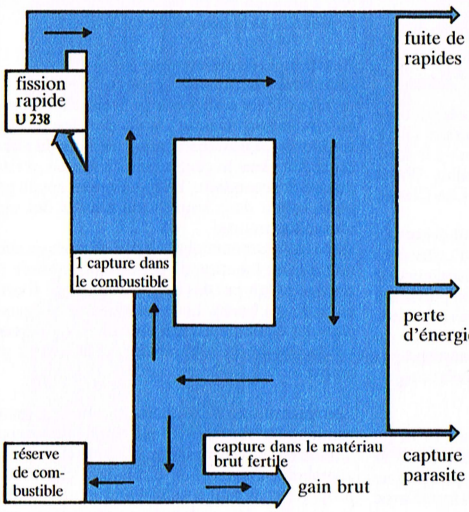
A_1 Surrégénérateur thermique ; cycle neutronique

émetteur β
émetteur α
émetteur naturel
capture d'un neutron
désintégration

U uranium
Pa protactinium
Th thorium

U 233 $3.2 \cdot 10^5$a	U 234 $2.5 \cdot 10^5$a	U 235 $7 \cdot 10^8$a
Pa 232 1.32d	Pa 233 27.4d 22	Pa 234 6.7 h
Th 231 25.6h	Th 232 $1.4 \cdot 10^{10}$a 7.4	Th 233 22.1m 1500

A_2 Extrait de la carte des nucléides



B_1 Surrégénérateur à neutrons rapides ; cycle neutronique

Pu plutonium
Np neptunium
U uranium

Pu 239 $2.4 \cdot 10^4$a 266	Pu 240 6600a	Pu 241 14a
Np 238 51 h	Np 239 2.3d 35	Np 240 67 m
U 237 6.7d	U 238 $4.5 \cdot 10^9$a 2.7	U 239 23.5 m 22

B_2 Extrait de la carte des nucléides

La proportion d'uranium 235, isotope fissile utilisable comme combustible, n'est que de 0,7% dans l'uranium naturel. Deux autres isotopes fissiles, qui n'existent pas à l'état naturel mais peuvent être obtenus à partir d'éléments naturels par bombardement de neutrons, peuvent être utilisés : le plutonium 239 et l'uranium 233. On les obtient selon les réactions suivantes :

$$^{238}U + n \rightarrow {}^{239}U \rightarrow {}^{239}Np \rightarrow {}^{239}Pu$$
$$^{232}Th + n \rightarrow {}^{233}Th \rightarrow {}^{233}Pa \rightarrow {}^{233}U$$

Par bombardement neutronique, il est donc possible de transformer l'uranium 238, qui constitue 99,3% de l'uranium naturel, et le thorium en matériau fissile utilisable dans les réacteurs. Les réserves terrestres suffiraient, avec ces deux éléments, à couvrir les besoins énergétiques de la planète pendant 10 000 ans.

Cycle neutronique

À chaque capture d'un neutron par un noyau fissile du cœur du réacteur, η neutrons sont libérés. En régime stationnaire, 1 neutron parmi ces η neutrons est utilisé pour entretenir la réaction en chaîne du réacteur. Les $\eta-1$ neutrons restants sont soit capturés, soit perdus par fuite. Dans les surrégénérateurs, on fait en sorte que le plus grand nombre de neutrons non utilisés pour la réaction en chaîne soit capturé par ce qui est appelé le matériau brut, c.-à-d. ^{238}U ou ^{232}Th, afin d'obtenir du nouveau combustible. Si l'excédent de neutrons est supérieur à 1 ($\eta-1>1$), le nombre de noyaux fissiles obtenus est en principe supérieur au nombre de noyaux consommés. Le réacteur produit du combustible pendant son fonctionnement. En raison des pertes inévitables de neutrons (captures parasites et fuite), il faut que η soit supérieur à 2 pour que ce principe soit réalisé. Deux types de surrégénérateurs sont techniquement réalisables : le surrégénérateur thermique avec ^{233}U comme combustible et ^{232}Th comme matériau brut fertile, et le surrégénérateur à neutrons rapides avec ^{239}Pu comme combustible et ^{238}U comme matériau brut fertile.

Réacteur thermique

La connaissance déjà bien avancée et l'expérience dans le domaine des réacteurs de puissance thermiques en font l'intérêt. En outre, un réacteur thermique présente d'autres avantages :

1. Il est facile à piloter car il possède beaucoup de matériaux à section efficace de capture élevée pour les neutrons thermiques ;
2. La masse critique de matière fissile est faible ;
3. Un volume relativement important du cœur, ce qui facilite les problèmes de transferts de chaleur et un flux neutronique faible, qui réduit les risques de rayonnements sur les matériaux structurels du réacteur.

Cependant, le réacteur thermique ne permet pas d'obtenir une surrégénération importante. En effet :

1. Les pertes sont plus importantes en raison d'une durée de vie plus longue jusqu'à la capture ;
2. La valeur élevée de la section efficace de capture du thorium 233 et la longue période radioactive du noyau intermédiaire proactinium 233 conduisent, pour des flux élevés, à des pertes importantes par capture. Pour cette raison, le matériau fertile est situé autour du cœur dans une zone à flux faible.

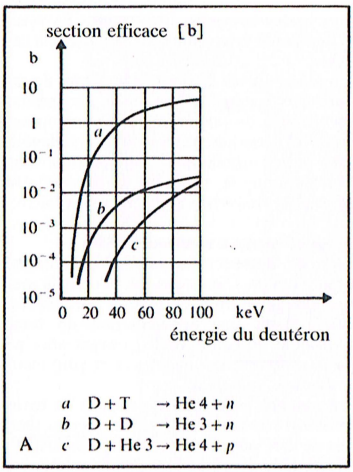
Surrégénérateurs à neutrons rapides

Ce type de réacteur est caractérisé par l'absence de modérateur. C'est celui qui permet la meilleure surrégénération. On espère, avec ces réacteurs, obtenir une augmentation du temps d'utilisation du combustible pouvant aller jusqu'à 8 ou 10 ans. Les avantages en sont incontestablement :

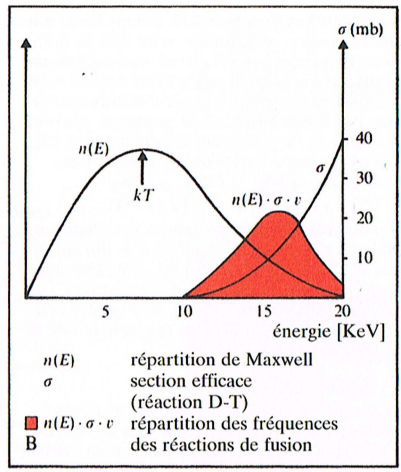
1. Le nombre moyen η de neutrons de fission produits par capture dans le matériau fissile est de 2,64 pour une fission rapide de ^{239}Pu. Ce nombre est plus élevé que dans toutes les autres réactions de fission ;
2. La matière fertile ^{238}U et la matière fissile ^{239}Pu forment un mélange homogène ;
3. L'efficacité des neutrons ne s'évalue pas avec η mais avec le produit $\varepsilon \cdot \eta$, le facteur de fission rapide ε indiquant la multiplication des neutrons de fission due à la fission rapide. Le facteur de fission rapide est si élevé dans les surrégénérateurs qu'il permet d'équilibrer approximativement les pertes par fuite, si bien que 0,7 neutrons de fission restent disponibles pour la régénération du combustible.

La construction d'un surrégénérateur à grande puissance présente cependant certains problèmes techniques :

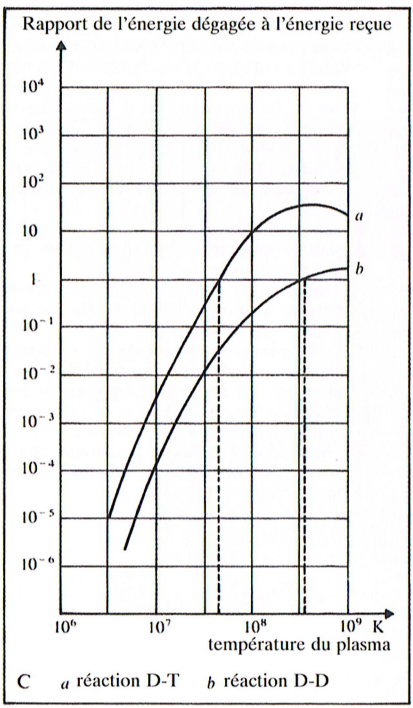
1. Le pilotage est difficile, en raison des sections efficaces d'absorption faibles avec des neutrons très énergétiques ;
2. La réfrigération est effectuée par circulation de métaux liquides comme le sodium ou le potassium ; il en résulte d'importants problèmes de sécurité au niveau de l'échangeur de chaleur et pour la vaporisation ;
3. Les sections efficaces des matériaux utilisés sont encore mal connues avec des neutrons rapides.



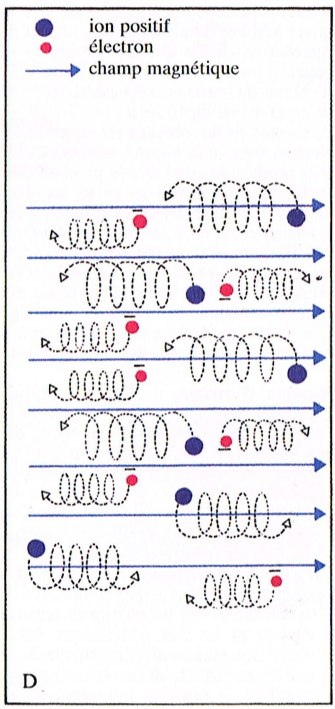
Sections efficaces des principales réactions de fusion



Répartition de la fréquence des réactions de fusion dans un plasma D-T (7,5 keV)



Étude de l'énergie libérée



Mouvement des particules du plasma dans un champ magnétique

L'énergie nucléaire peut être libérée à partir de la fission de noyaux très lourds, mais également à partir de la **réunion** de noyaux très légers. Diverses réactions possibles s'écrivent :

$D + D \rightarrow {}^3He + 3{,}25\ MeV$
$D + {}^3He \rightarrow {}^4He + p + 18{,}3\ MeV$
$D + D \rightarrow T + p + 4\ MeV$
$D + T \rightarrow {}^4He + n + 17{,}6\ MeV$
$D + {}^6Li \rightarrow 2\,{}^4He + 22{,}4\ MeV$
$P + {}^7Li \rightarrow 2\,{}^4He + 17{,}3\ MeV$

D = deutérium, T = tritium, p = proton, n = neutron, He = hélium, Li = lithium.
L'énergie obtenue par les réactions de fusion est relativement plus importante que celle obtenue lors des réactions de fission, approximativement 5 MeV par unité de masse avec la fusion pour 1 MeV avec la fission. Si l'on réussissait à utiliser industriellement la fusion nucléaire, le problème de l'énergie nécessaire à l'homme serait résolu pour l'éternité tant les ressources peuvent être considérées comme inépuisables. Cependant, on ne sait pas encore contrôler cette réaction.

Lors de toutes les réactions de fusion, il s'agit de particules chargées. Ces particules doivent se rencontrer avec des vitesses très importantes de manière à pouvoir franchir la barrière de potentiel due aux forces électrostatiques (barrière de Coulomb). Elles atteignent alors la zone d'action des forces nucléaires. L'obtention de telles énergies cinétiques nécessite des températures énormes.

Plasma
À de telles températures nécessaires à la fusion, l'énergie cinétique devient supérieure à l'énergie de liaison entre noyau et électron pour des atomes légers. Il y a alors ionisation par chocs et toute la matière se présente sous forme de noyaux chargés et d'électrons. Un tel gaz, complètement ionisé, est appelé **plasma**.
Si la température du plasma est suffisamment élevée, une réaction en chaîne peut se déclencher, à condition que l'énergie libérée soit supérieure à l'énergie consommée. Une réaction de fusion nucléaire en chaîne est appelée **réaction thermonucléaire**.

Production d'énergie
L'énergie libérée dans le plasma est déterminée par :
1. La température
2. Les sections efficaces
3. La densité

Les particules du plasma n'ont pas toutes la même énergie.
La répartition énergétique, dite « répartition de Maxwell », présente un maximum pour $E = kT$ et une valeur moyenne de l'énergie $\bar{E} = \frac{1}{2}kT$, avec $k = 8{,}62 \cdot 10^{-5}$ eV/K, constante de Boltzmann.

Lors des études relatives à la fusion, l'usage est d'exprimer la température en keV, en utilisant l'équivalence kT ; 1 keV correspond à $11{,}6 \cdot 10^6$ K. Les sections efficaces pour les réactions les plus favorables D + T, D + D et D + ^{3}He n'atteignent des valeurs satisfaisantes que pour des températures de l'ordre de 20 keV. Cela ne signifie pas que tout le plasma doive se trouver à une température de $23 \cdot 10^7$ K ; il doit cependant y avoir suffisamment de particules au sommet de la courbe de répartition qui atteignent cette température. Le degré de réaction W est donné par :

$$W = \sigma \cdot v \cdot n_1 \cdot n_2$$

Avec σ : section efficace, v : vitesse et n : densités des noyaux qui participent avec la vitesse v.
Avec des noyaux identiques, la formule devient :

$$W = \frac{1}{2}\sigma \cdot v \cdot n^2$$

Comme la section efficace et la vitesse augmentent avec l'énergie, la plupart des réactions ont lieu à une énergie beaucoup plus élevée que l'énergie moyenne des particules.
Le nombre total N de réactions par centimètre cube et par seconde s'écrit :

$$N = n_1 \cdot n_2 \cdot \langle \sigma \cdot v \rangle$$

où $\langle \sigma \cdot v \rangle$ désigne la moyenne statistique du produit $\sigma \cdot v$.
La puissance P correspondante s'écrit :

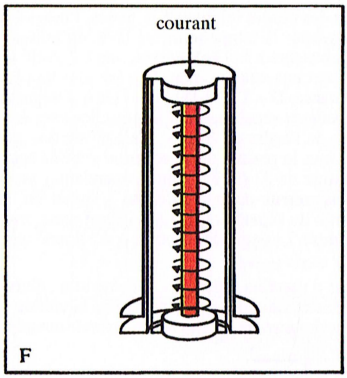
$$P = E_l \cdot n_1 \cdot n_2 \cdot \langle \sigma \cdot v \rangle$$

où E_l désigne l'énergie libérée par la réaction nucléaire.

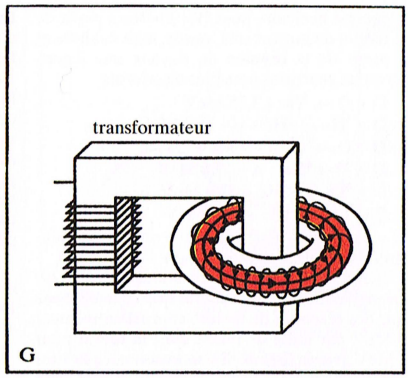
Pertes d'énergie
De l'énergie est perdue à cause de différents processus :
1. Fuite d'électrons ;
2. Rayonnement de freinage des électrons libres situés dans l'espace réactionnel ;
3. Fuite d'ions vers l'environnement froid ;
4. Réchauffement de nouveau matériau en fusion.

Les pertes par rayonnement sont approximativement proportionnelles à la racine carrée de la température. La création d'énergie croît cependant davantage lorsque la température augmente. De ce fait, il existe une température seuil pour laquelle la production d'énergie devient plus importante que les pertes par rayonnement. Ces températures sont par exemple :

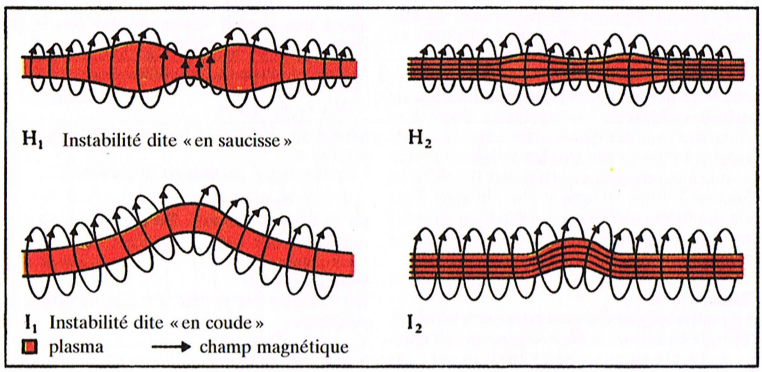
35 keV pour D + D
4 keV pour D + T



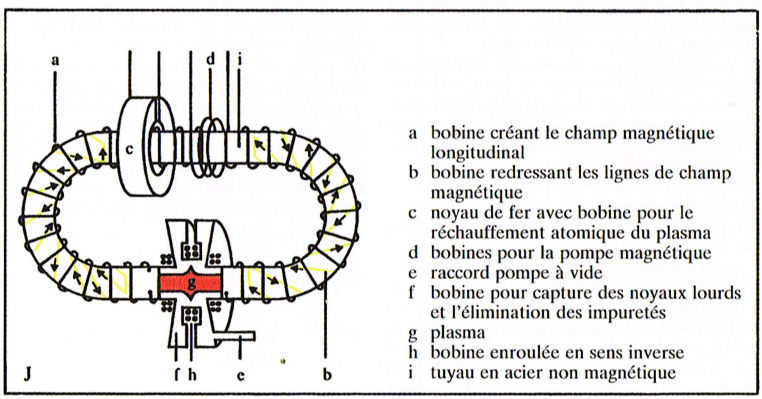
Pinch



Machine Dzêta



Stabilisation par des champs longitudinaux



Stellarator

Critère de Lawson

Pour limiter la perte d'énergie par fuite d'ions, il faut les conserver suffisamment longtemps dans l'espace réactionnel pour y déclencher de nouvelles réactions. Les temps τ nécessaires sont inversement proportionnels à la densité du plasma ; ainsi le produit $n \cdot \tau$ doit être supérieur à une valeur seuil pour que la réaction se poursuive. Ces valeurs minimales sont par ex. :

$n \cdot \tau = 10^{16}$ s/cm^3 pour D + D

$n \cdot \tau = 10^{14}$ s/cm^3 pour D + T

Confinement du plasma

Pour que le critère de Lawson soit satisfait, il est nécessaire de conserver suffisamment longtemps le plasma chauffé. À ces températures élevées, des parois mécaniques ne permettent pas ce confinement. Deux procédés sont utilisés :

1. Réchauffement d'un volume ayant la densité d'un corps solide ($n = 5 \cdot 10^{22}$ noyaux par cm^3). C'est le principe de la bombe H.
2. Confinement du plasma par des champs magnétiques pour des densités faibles (n compris entre 10^{14} et 10^{15}noyaux par cm^3). Les ions doivent être maintenus dans l'espace réactionnel pendant environ 1 s malgré leur vitesse élevée. On obtient des puissances volumiques de 100 W/cm^3 et des pressions de l'ordre de 100 atm. Ces densités de puissance sont satisfaisantes mais ce procédé n'a pas encore pu être maîtrisé.

Confinement magnétique

Le principe du confinement magnétique d'un plasma repose sur le fait que ce dernier est composé de particules chargées ; ces particules soumises à la force magnétique de Lorentz décrivent des trajectoires hélicoïdales autour des lignes de champ magnétiques. Elles peuvent s'en écarter plus ou moins, mais suivent toujours globalement la direction de la ligne de champ. Si l'intensité du champ magnétique augmente, les lignes de champ se resserrent et le plasma se trouve concentré.

Les courants créant le champ magnétique peuvent circuler soit dans le plasma lui-même très conducteur avec ses porteurs de charges libres, soit dans la bobine extérieure.

Les conceptions du premier type sont le **pinch** et la **machine dzêta**. Dans le pinch, le plasma est produit par la décharge d'un arc lumineux électrique. La grande intensité de l'arc lumineux produit un champ magnétique circulaire autour du circuit de décharge en le concentrant.

Dans la machine dzêta, le plasma se trouve dans un tube en forme de pneu qui constitue l'enroulement secondaire d'un transformateur. Le courant dans le plasma crée un champ magnétique secondaire qui concentre le circuit de décharge.

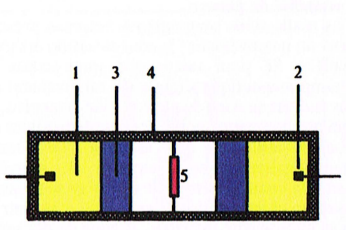
Instabilité du plasma

Les réalisations sans bobines externes présentent un inconvénient : la concentration est irrégulière. Si, pour une raison quelconque, le champ magnétique s'intensifie relativement en un endroit, la zone de plasma y est étranglée, ce qui provoque une croissance supplémentaire du champ (**instabilité type saucisse**). Le plasma peut également se comporter de manière instable quand le circuit de décharge se resserre avec un champ moins intense côté extérieur et plus intense côté intérieur : la zone de décharge se trouve courbée (**instabilité type coude**).

Stellarator

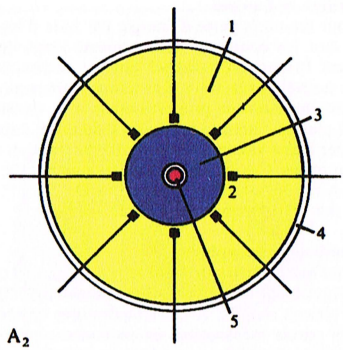
On peut améliorer la stabilité grâce à un champ longitudinal que l'on crée dans le tuyau de plasma à l'aide de bobines extérieures. Ce champ longitudinal agit par compensation : il s'intensifie par serrage ou par coudage, exactement aux endroits où le champ circulaire qui concentre le plasma s'affaiblit. Le stellarator qui utilise ce principe est en fait une machine dzêta avec un champ longitudinal en plus.

Des machines à plasma dans lesquelles le champ n'est créé que par des bobines extérieures n'ont jusqu'alors pas été exploitées, en raison des pertes importantes dans les bobines. On espère y parvenir avec des bobines supraconductrices.



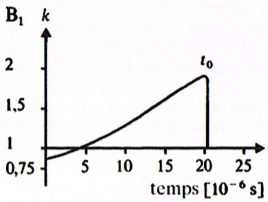
1 explosif chimique
2 allumage
3 matière fissile
4 enveloppe d'acier
5 source de neutrons

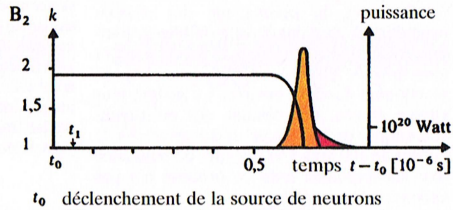
A_1



A_2

Structure d'une bombe à fission



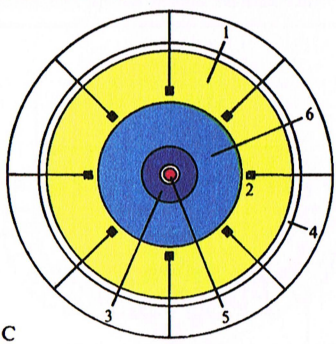


k coefficient multiplicateur
t = 0 correspond à l'allumage de l'explosif chimique

t_0 déclenchement de la source de neutrons
t_1 début de la réaction en chaîne
puissance rayonnante
production de puissance dans le combustible

Les données numériques sont approximatives ; les valeurs réelles sont secrètes.

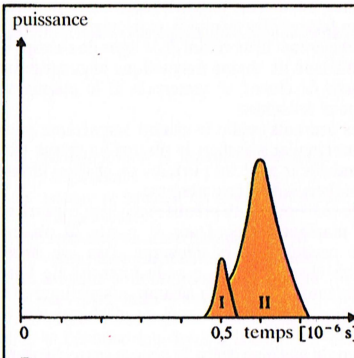
Évolution d'une explosion nucléaire



C

1 explosif chimique 2 allumage 3 matière fissile 4 enveloppe d'acier 5 source de neutrons 6 matière à fusion

Structure d'une bombe à fusion



D

I puissance d'une bombe à fission
II puissance thermonucléaire

Évolution d'une explosion avec une bombe à fusion

On distingue les bombes atomiques à **fission**, dont l'énergie provient de la fission de noyaux lourds d'uranium ou de plutonium (**bombe A**) et les bombes atomiques à **fusion**, dont l'énergie provient de la fusion de noyaux d'hydrogène lourd (deutérium) en noyaux d'hélium (**bombe H**). Pour déclencher la réaction de fusion, toutes les bombes à fusion possèdent une petite bombe à fission qui fournit l'énergie permettant d'atteindre une température de l'ordre de 10^8 degrés, nécessaire pour amorcer la réaction de fusion thermonucléaire.

Bombe A (à fission)

Cette bombe est un réacteur rapide à réactivité très élevée ($k_{\text{eff}} \sim 1{,}5 - 2$). La période du réacteur est très courte, en raison de :

1. La valeur élevée du facteur de multiplication ;
2. La faible durée de vie des neutrons jusqu'au déclenchement de la fission suivante ($\sim 5 \cdot 10^{-9}$ s) ; La période est de 10^{-8} s environ. On ne connaît pas les valeurs précises qui sont gardées secrètes.

Réalisation

Dans une bombe à fission, la matière fissile (uranium 235 pur ou plutonium 239) doit être agencée de façon à rester en régime sous-critique. Cette condition est réalisée soit en divisant la masse totale en plusieurs parties séparées les unes des autres, soit en répartissant cette masse sur un grand volume de faible densité. Le déclenchement de l'explosion se fait par compression du combustible à l'aide d'un explosif traditionnel de façon à obtenir la condition de masse surcritique extrêmement élevée dans un volume restreint. Simultanément, une source de neutrons est amorcée pour le démarrage de la réaction en chaîne.

Déroulement de l'explosion

Lorsque la matière fissile est comprimée, aucune réaction nucléaire ne peut avoir lieu car l'énergie libérée provoquerait une décompression ; ce phénomène empêcherait d'atteindre une réactivité suffisante. La compression doit donc se produire à une rapidité telle que, durant ce laps de temps, aucun neutron ne puisse apparaître dans le combustible par fission spontanée. Lorsque la réactivité excédentaire est atteinte, la réaction en chaîne doit démarrer immédiatement car la matière fissile ne demeure pas longtemps comprimée après l'explosion chimique. La source de neutrons permet de mener la réaction en chaîne.

Le déroulement de l'explosion proprement dite est très complexe car des processus relevant de physique neutronique et de thermodynamique s'y trouvent étroitement liés. La répartition du flux neutronique intervient sur la libération d'énergie et réciproquement. Le processus peut grossièrement être décomposé en deux phases :

Une première phase de $5 \cdot 10^{-7}$ s environ durant laquelle la réactivité demeure constante dans la matière fissile car relativement peu d'énergie y est libérée ; la puissance évolue d'une valeur initiale de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4}$ watt (source de neutrons) jusqu'à une valeur de 10^{15} à 10^{16} watt. La température s'élève alors à 50 000 K tandis que l'énergie libérée est de l'ordre de 20 kWh. Le matériau, jusque-là maintenu par des forces d'inertie, commence à se dilater sous l'action de la pression élevée. Alors commence la deuxième phase de l'explosion :

La réactivité diminue à cause de l'expansion mais la puissance continue à croître jusqu'à une valeur de pointe dépassant 10^{20} watt. Cette étape dure 10^{-7} s environ. Puis l'on revient à l'état sous-critique, et après 10^{-7} s supplémentaires, la puissance ne provient plus que de la désintégration des produits de fission. Le matériau dilaté et chauffé se présente sous la forme bien connue d'une boule de feu.

Bombe H (à fusion)

Dans une bombe à fusion, la plus grande partie de l'énergie provient d'une réaction thermonucléaire. On peut obtenir des énergies supérieures car la masse de combustible n'est pas limitée par la condition de sous-criticité avant l'allumage.

Une bombe à fusion est constituée d'une petite bombe à fission entourée de matière propre à la fusion.

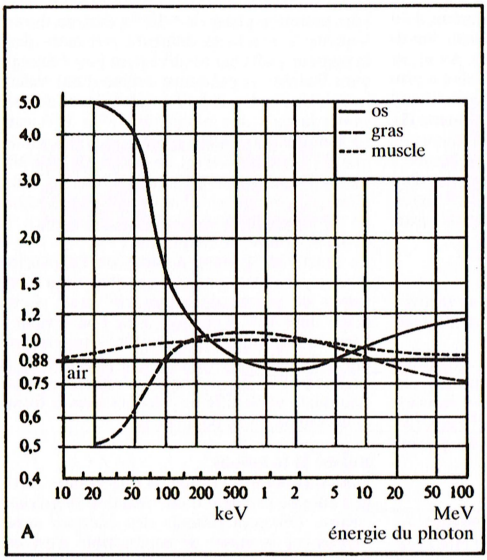
Déroulement de la réaction

Après l'allumage de l'explosif chimique, la bombe à fission se déclenche. Une partie de la matière à fusion se trouve alors portée à une température suffisante pour le déclenchement de la réaction thermonucléaire. La pression élevée provoque une onde de choc qui se propage à travers la matière, portant d'autres endroits à la température de fusion.

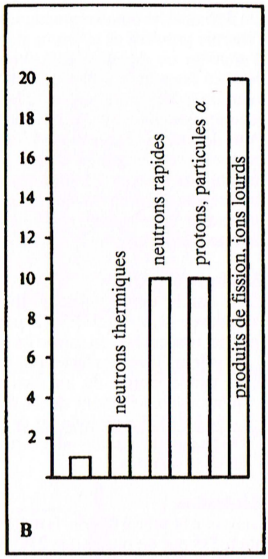
Le deutérium et le tritium, tout comme le lithium, servent de matériaux pour la fusion selon les réactions suivantes qui produisent du tritium :

$$^6\text{Li} + \text{n} \rightarrow \text{T} + {}^4\text{He} \; ; \quad {}^7\text{Li} + \text{n} \rightarrow \text{T} + {}^4\text{He} + \text{n}$$

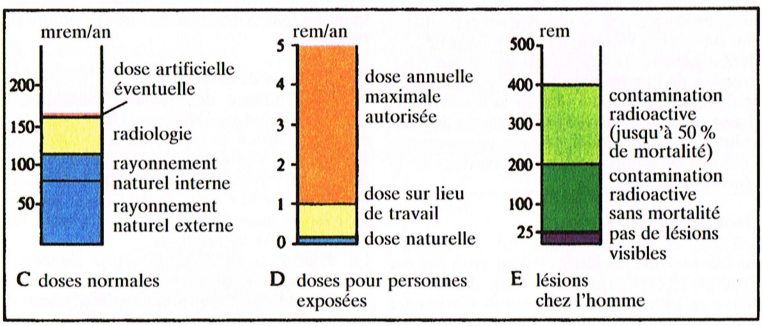
Les très grosses bombes H possèdent un entourage en uranium 238 dans lequel, lors de la fusion, les neutrons rapides libérés provoquent des fissions. Chaque neutron libère 200 MeV environ. Dans ces bombes, l'énergie se trouve donc encore essentiellement libérée par fission.



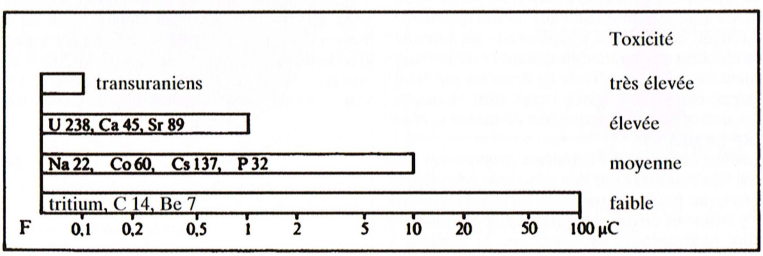
Comportement (en rad) vis à vis des rayons γ (photons)



E.B.R. pour divers rayonnements



Doses admissibles et doses préjudiciables



Valeurs admises pour quelques isotopes

Tout rayonnement chargé d'énergie peut provoquer des lésions dans les tissus humains ; en effet, les atomes ou les molécules des tissus se trouvent ionisés. Les particules chargées, rayons alpha (α) ou bêta (β), ionisent directement. Les rayons X (ou rayons Röntgen) et les rayons gamma (γ), tout comme les neutrons, produisent des particules chargées lors de processus secondaires comme l'effet Compton, l'effet photoélectrique, la dispersion, etc. La protection contre ces rayonnements tous très nocifs nécessite des mesures très strictes.

Doses de rayonnement
La définition d'unités de mesure utilisables pour la mesure des effets biologiques se fait à partir d'unités physiques.

Röntgen (R)
Ancienne unité de mesure des doses d'exposition aux rayons X ou γ. 1 R = intensité du rayonnement X ou γ qui produit dans 1 cm^3 d'air, à pression normale, 1 unité électrostatique d'ions et d'électrons $(2{,}082 \cdot 10^9)$ paires d'ions dans 1,293 mg d'air). Le röntgen est aujourd'hui remplacé dans le système S.I. par le coulomb par kilogramme ($C \cdot kg^{-1}$).

$1\ R = 2{,}58 \cdot 10^{-4}\ C \cdot kg^{-1}$.

Gray (Gy)
Unité de mesure du système S.I. pour les doses absorbées. 1 Gy est la dose absorbée capable de céder 1 joule d'énergie par kilogramme de matière irradiée ($1\ Gy = 1\ J \cdot kg^{-1}$). On utilise encore l'ancienne unité : 1 rad = 0,01 Gy.

Effets biologiques
Ils sont différents selon la nature des rayons, car en dehors de l'énergie totale absorbée par unité de masse, la densité d'ionisation joue un rôle important. L'unité appropriée pour l'étude des lésions est le **sievert** (Sv). On utilise également le **rem** : 1 rem = 0,01 Sv.
Pour calculer la dose en sievert, on multiplie les doses dues aux divers rayonnements par le facteur **E.B.R. (Efficacité Biologique Relative)**, puis on fait la somme, soit :

$$D(\mathrm{Sv}) = \sum_i d_i\,(\mathrm{Gy}) \cdot \mathrm{E.B.R.}_i.$$

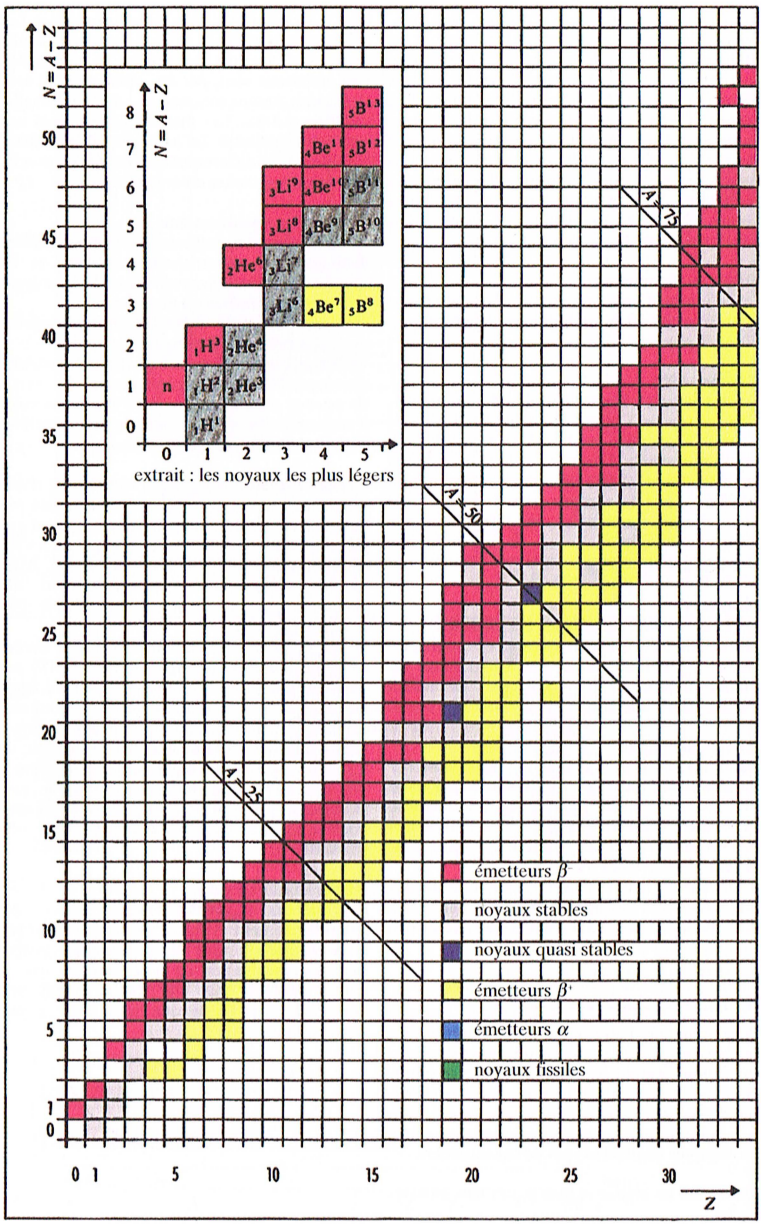
Le facteur E.B.R. désigne le rapport entre la dose minimale d'un rayonnement de référence, le plus souvent des rayons X de 200 keV, nécessaire pour induire un effet biologique déterminé, et la dose minimale d'un autre rayonnement nécessaire pour provoquer le même effet. L'E.B.R. permet ainsi de comparer les effets biologiques de divers types de rayonnement.

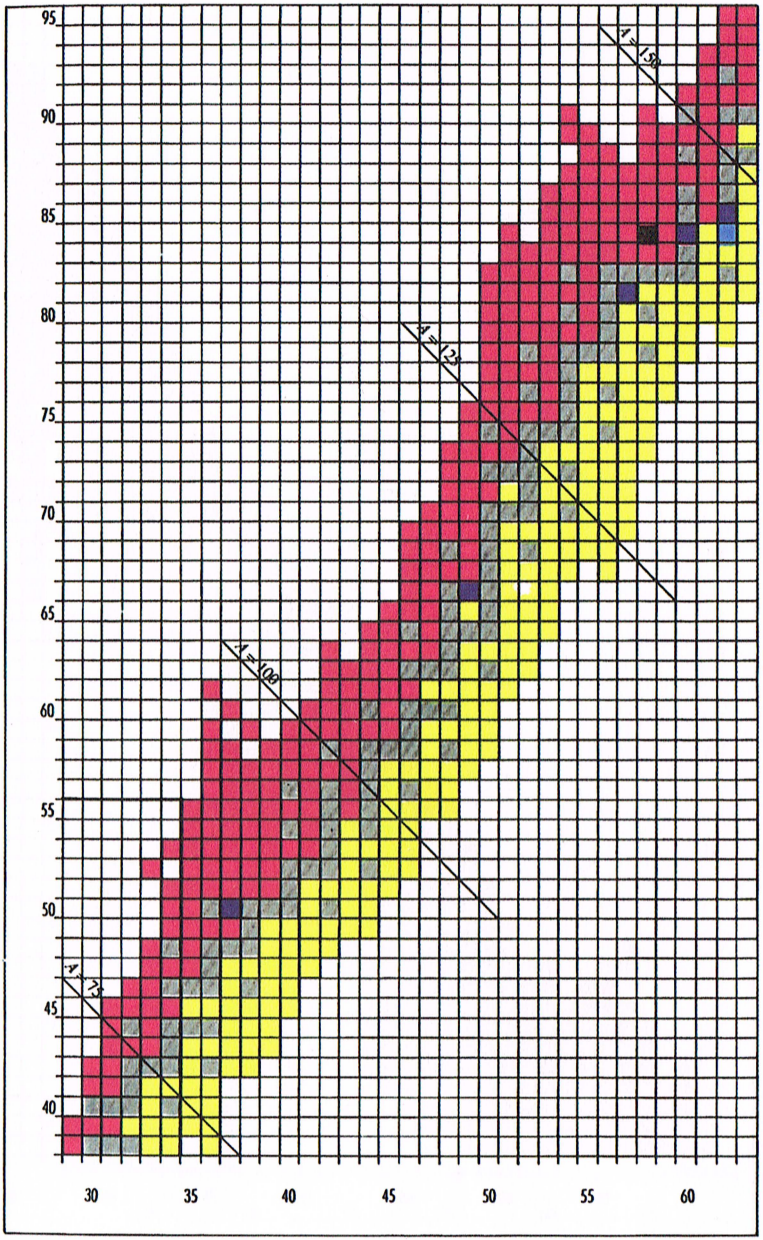
Dose pour un organe et dose pour l'ensemble du corps
La dose de rayonnement admissible est différente selon la partie du corps. On distingue la dose pour un organe ou pour le corps entier. Les différentes parties du corps ne sont pas également sensibles aux rayonnements radioactifs. Les embryons sont, par ex., extrêmement sensibles tout comme les organes à fort renouvellement de cellules. Les membres présentent une sensibilité moindre. Le calcul se fait en tenant compte de ces différentes sensibilités en pondérant selon les parties du corps.

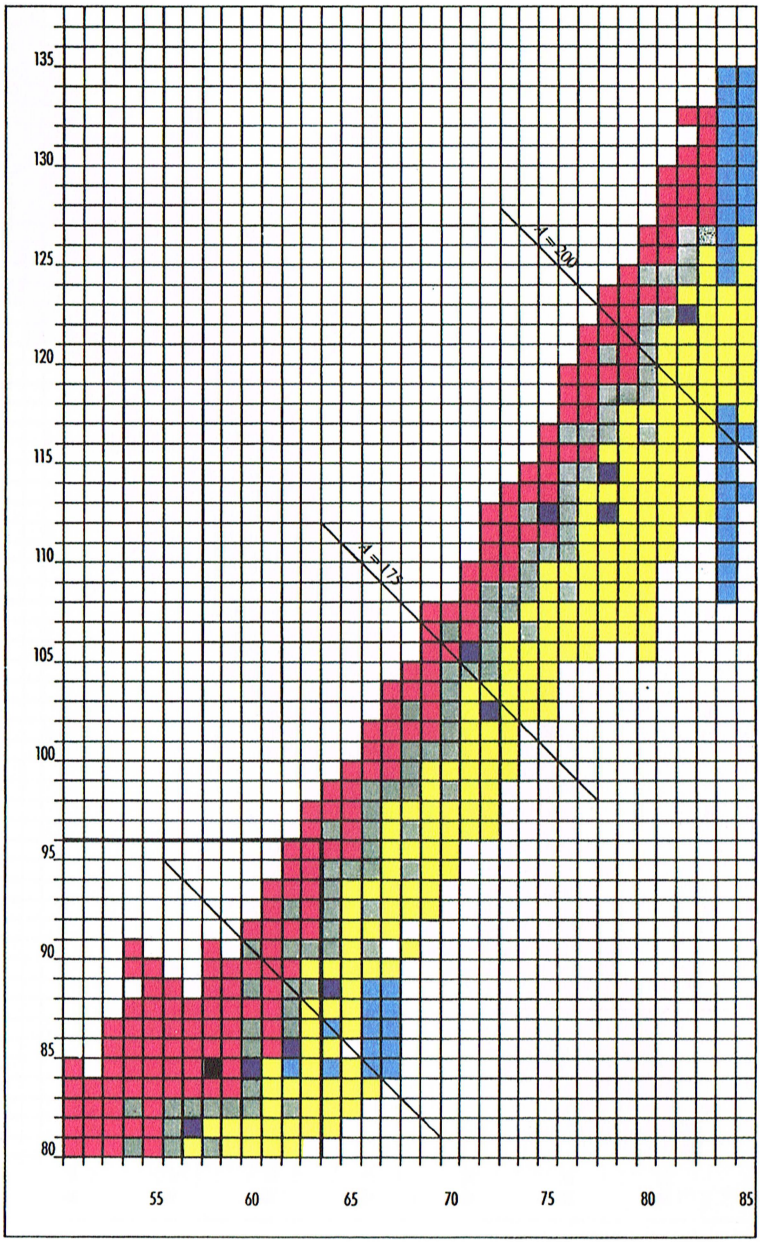
Actions des rayonnements
Lors du calcul des doses de rayonnement, il faut distinguer les rayonnements externes et les rayonnements internes provenant de substances radioactives inhalées ou ingérées.
Les **rayonnements externes** sont essentiellement des rayons α, β et surtout γ.
Les **rayonnements internes** proviennent surtout d'isotopes radioactifs ingérés ou inhalés.
La science dont le propos est l'étude des voies d'accumulation et des actions des matières radioactives s'appelle la **radioécologie**.

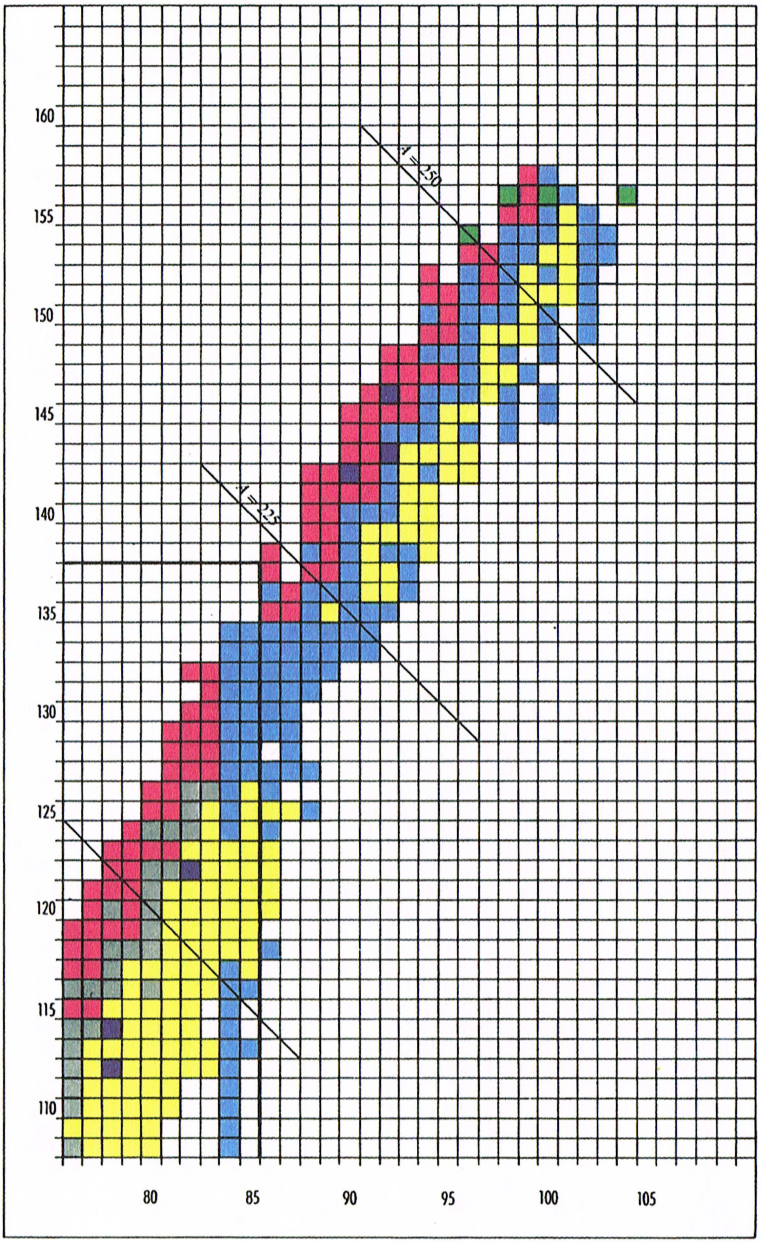
La **radiotoxicité** caractérise la dangerosité d'une substance radioactive. Elle est déterminée par l'énergie et la nature du rayonnement, ainsi que par sa période radioactive et la capacité à s'accumuler et à rester dans le corps humain. Ainsi tous les transuraniens ont une forte toxicité, tandis que les gaz rares radioactifs sont faiblement toxiques (figure F).
Si l'on considère les chiffres moyens, le rayonnement naturel, avec une dose de 1,1 mSv par an, constitue la part la plus importante reçue par l'homme ; la contribution des rayonnements externes est de 0,8 mSv et celle des rayonnements internes, notamment dus au radium, de 0,3 mSv. Le rayonnement artificiel n'apporte que 0,55 mSv, dont 0,50 dus aux techniques médicales ; ainsi, la dose due aux installations nucléaires reste très en-dessous de 0,01 mSv par an.

Valeurs limites légales
Des valeurs maximales admissibles ont été fixées légalement. Ainsi, la valeur de 50 mSv par an a été choisie pour des personnes exposées dans leur profession de telle manière que le risque professionnel par rayonnement soit nettement plus faible que tout autre risque professionnel.


N = A − Z
Z
émetteurs β
noyaux stables
noyaux quasi stables
émetteurs β⁺
émetteurs α
noyaux fissiles
A = 15
A = 25
A = 35
extrait : les noyaux les plus légers


95
90
85
80
75
70
65
60
55
50
45
40
30
35
40
45
50
55
60
A = 150
A = 125
A = 108
A = 73


135
130
125
120
115
110
105
100
95
90
85
80
55
60
65
70
75
80
85
A = 200
A = 175


160
155
150
145
140
135
130
125
120
115
110
80
85
90
95
100
105
A = 250
A = 225

Z	élément	symbole	isotopes stables		masse atomique	isotopes instables		
			A	*m*		*A*	rayonnement	période
1	hydrogène	H	1	1,007825	1,00797	3	β^-	12,3 a
			2	2,01410				
2	hélium	He	3	3,01603	4,0026	6	β^-	0,81 s
			4	4,0026		8	β^-	0,12 s
3	lithium	Li	6	6,0151	6,941	8	β^-, α	0,84 s
			7	7,0160		9	β^-, n	0,171 s
4	béryllium	Be	9	9,0122	9,0122	7	K	53 d
						10	β^-	$1{,}6 \cdot 10^6$ a
						11	β^-	14 s
5	bore	B	10	10,0129	10,811	8	β^+, α	0,76 s
			11	11,0093		12	β^-, α	0,020 s
						13	β^-	0,017 s
6	carbone	C	12	**12,00000**	12,01115	10	β^+	19 s
			13	13,0034		11	β^+	20,4 min
						14	β^-	5736 a
						15	β^-	2,3 s
						16	β^-	0,74 s
7	azote	N	14	14,0031	14,0067	12	β^+	0,012 s
			15	15,0001		13	β^+	10,0 min
						16	β^-	7,4 s
						17	β^-	4,17 s
						18	β^-	0,63 s
8	oxygène	O	16	15,9949	15,9994	13	β^+	9 ms
			17	16,9991		14	β^+	70,6 s
			18	17,9992		15	β^+	2,1 min
						19	β^-	27 s
						20	β^-	14 s
9	fluor	F	19	18,9984	18,9984	17	β^+	1,1 min
						18	β^+	1,9 h
						20	β^-	11 s
						21	β^-	4,4 s
						22	β^-	4,0 s
10	néon	Ne	20	19,9924	20,179	18	β^+	1,7 s
			21	20,9938		19	β^+	17,7 s
			22	21,9914		23	β^-	38 s
						24	β^-	3,4 min
11	sodium	Na	23	22,9898	22,9898	20	β^+	0,45 s
						21	β^+	23 s
						22	β^+	2,6 a
						24	β^-	15,0 h
						25	β^-	60 s
						26	β^-	1 s
12	magnésium	Mg	24	23,985	24,305	23	β^+	11,6 s
			25	24,986		27	β^-	9,5 min
			26	25,983		28	β^-	21,1 h
13	aluminium	Al	27	26,982	26,9815	24	β^+, α	2,1 s
						25	β^+	7,2 s
						26	β^+	$7 \cdot 10^6$ a
						28	β^-	2,3 min
						29	β^-	6,6 min
						30	β^-	3,3 s

À partir de Z = 36, les isotopes instables ne sont pas tous cités avec leurs caractéristiques. Il faut se reporter au texte.

Z	élément	symbole	isotopes stables		masse atomique	isotopes instables		
			A	m		A	rayonnement	période
14	silicium	Si	28	27,977	28,086	26	β^+	2,2 s
			29	28,976		27	β^+	4,1 s
			30	29,974		31	β^-	2,6 h
						32	β^-	280 a
15	phosphore	P	31	30,974	30,9738	28	β^+	0,28 s
						29	β^+	4,4 s
						30	β^+	2,55 min
						32	β^-	14,30 d
						33	β^-	25 d
						34	β^-	12,4 s
16	soufre	S	32	31,972	32,064	30	β^+	1,2 s
			33	32,971		31	β^+	2,6 s
			34	33,968		35	β^-	87 d
			36	35,967		37	β^-	5,1 min
						38	β^-	2,87 h
17	chlore	Cl	35	34,969	35,453	32	β^+	0,29 s
			37	36,966		33	β^+	2,5 s
						34	β^+	32 min
						36	β^-, K	$3 \cdot 10^5$ a
						38	β^-	37 min
						39	β^-	1 h
						40	β^-	1,4 min
18	argon	Ar	36	35,968	39,948	35	β^+	1,8 s
			38	37,963		37	K	35 d
			40	39,962		39	β^-	269 a
						41	β^-	110 min
						42	β^-	33 a
19	potassium	K	39	38,964	39,102	37	β^+	1,2 s
			41	40,962		38	β^+	7,6 min
						40	β^-, K	$1{,}3 \cdot 10^9$ a
						42	β^-	12,5 h
						43	β^-	22,4 h
						44	β^-	22 min
						45	β^-	16 min
						46	β^-	115 s
20	calcium	Ca	40	39,963	40,08	38	β^+	0,44 s
			42	41,959		39	β^+	0,88 s
			43	42,959		41	K	$1{,}3 \cdot 10^5$ a
			44	43,955		45	β^-	165 d
			46	44,954		47	β^-	4,5 d
			48	47,952		49	β^-	8,8 min
21	scandium	Sc	45	44,956	44,956	40	β^+	0,18 s
						41	β^+	0,6 s
						42	β^+	0,66 s
						43	β^+	3,92 h
						44	β^+	4,0 h
						46	β^-	84 d
						47	β^-	3,4 d
						48	β^-	44 h
						49	β^-	57 min
						50	β^-	1,74 min
22	titane	Ti	46	45,953	47,90	43	β^+	0,5 s
			47	46,952		44	β^+, K	47,3 a
			48	47,948		45	β^+, K	3,08 h
			49	48,948		51	β^-	5,80 min
			50	49,945				

Z	élément	symbole	isotopes stables		masse atomique	isotopes instables		
			A	*m*		*A*	rayonnement	période
23	vanadium	V	50	49,947	50,942	47	β^+	32 min
			51	50,944		48	β^+, K	16 d
						49	K	330 d
						52	β^-	3,8 min
						53	β^-	1,6 min
						54	β^-	43 s
24	chrome	Cr	50	49,946	51,996	46	β^+	0,26 s
			52	51,940		48	K	23 h
			53	52,941		49	β^+	41,9 min
			54	53,939		51	K	27,8 d
						55	β^-	3,5 min
						56	β^-	5,9 min
25	manganèse	Mn	55	54,938	54,938	50	β^+	0,29 s
						51	β^+	45 min
						52	β^+, K	5,7 d
						53	K	$3{,}7 \cdot 10^6$ a
						54	K	314 d
						56	β^-	2,59 h
						57	β^-	1,7 min
						58	β^-	1,1 min
26	fer	Fe	54	53,940	55,847	52	β^+	8 h
			56	55,935		53	β^+	8,9 min
			57	56,935		55	K	2,7 a
			58	57,933		59	β^-	45 d
						60	β^-	10^5 a
						61	β^-	6,0 min
27	cobalt	Co	59	58,933	58,9332	54	β^+	1,5 min
						55	β^+	18,2 h
						56	β^+, K	77 d
						57	K	270 d
						58	β^+, K	71 d
						60	β^-	5,3 a
						61	β^-	1,65 h
						62	β^-	13,9 min
						63	β^-	27,5 s
						64	β^-	0,4 s
28	nickel	Ni	58	57,935	58,71	56	K	6,1 d
			60	59,931		57	β^+	37 h
			61	60,931		59	K	$7{,}5 \cdot 10^4$ a
			62	61,928		63	β^-	100 a
			64	63,928		65	β^-	2,56 h
						66	β^-	55 h
29	cuivre	Cu	63	62,930	63,546	58	β^+	3,2 s
			65	64,928		59	β^+	81 s
						60	β^+	23,4 min
						61	β^+	3,3 h
						62	β^+	10 min
						64	β^+, β^-, K	12,88 h
						66	β^-	5,1 min
						67	β^-	62 h
						68	β^-	32 s
30	zinc	Zn	64	63,929	65,37	60	β^+	2,1 min
			66	65,926		61	β^+	89 s
			67	66,927		62	K	9,1 h
			68	67,925		63	β^+	38 min
			70	69,925		65	K, β^+	245 d
						69	β^-	55 min
						71	β^-	2,2 min
						72	β^-	46,5 h

Z	élément	symbole	isotopes stables		masse atomique	isotopes instables		
			A	m		A	rayonnement	période
31	gallium	Ga	69	68,926	69,72	64	β^+	2,6 min
			71	70,925		65	K	15 min
						66	β^+	9,4 h
						67	K	78 h
						68	β^+	68 min
						70	β^-	21 min
						72	β^-	14,1 h
						73	β^-	4,8 h
						74	β^-	8,3 min
						75	β^-	2,0 min
						76	β^-	27 s
32	germanium	Ge	70	69,924	72,59	65	β^+	31 s
			72	71,922		66		140 min
			73	72,923		67	β^+	19 min
			74	73,921		68	K	287 d
			76	75,921		69	β^+	39 h
						71	K	11 d
						75	β^-	83 min
						77	β^-	11,3 h
						78	β^-	1,3 h
33	arsenic	As	75	74,922	74,9216	68	β^+	2,7 min
						69	β^+	15 min
						70	β^+, K	53 min
						71	β^+, K	64 h
						72	β^+	26 h
						73	K	80,3 d
						74	β^+, β^-	17,8 d
						76	K, β^-	26,5 h
						77	β^-	39 h
						78	β^-	91 min
						79	β^-	8,2 min
						80	β^-	15,2 s
						81	β^-	33 s
						83	β^-	13,3 s
34	sélénium	Se	74	73,922	78,96	70	β^+	39 min
			76	75,919		71	β^+	4,9 min
			77	76,920		72	K	8,5 d
			78	77,917		73	K, β^+	7,1 h
			80	79,917		75	K	120 d
			82	81,917		79	β^-	$6{,}5 \cdot 10^4$ a
						81	β^-	18 min
						83	β^-	22,4 min
						84	β^-	3,1 min
						85	β^-	33 s
						86	β^-	16,1 s
35	brome	Br	79	78,918	79,904	74	β^+	42 min
			81	80,916		75	β^+, K	1,7 h
						76	β^+	16 h
						77	β^+, K	2,4 d
						78	β^+	6,4 min
						80	β^-, β^+	18 min
						82	β^-	35,3 h
						83	β^-	140 min
						84	β^-	32 min
						85	β^-	3,0 min
						86	β^-	54 s
						87	β^-	55,6 s
						88	β^-	16,2 s
						89	β^-	4,51 s
						90	β^-	1,6 s

Z	élément	symbole	isotopes stables		masse atomique	isotopes instables		
			A	m		A	rayonnement	période
36	krypton	Kr	78	77,920	83,80	74	β^+	18 min
			80	79,916		75		4,5 min
			82	81,913		76	K	14,6 h
			83	82,914		77	β^+, K	1,2 h
			84	83,912		79	β^+, K	34,9 h
			86	85,911		81	K	$2{,}1 \cdot 10^5$ a
						85	β^-	10,6 a
						87...95	alle β^-	
37	rubidium	Rb		84,912	85,47	79...83	β^+	
						84	β^+, K	33 d
						86	β^-	18,7 d
						87	β^-	$4{,}7 \cdot 10^{10}$ a
						88...95	alle β^-	
38	strontium	Sr	84	83,913	87,62	80...83	K, γ	
			86	85,909		85, 87	K, γ	
			87	86,909		89...95	alle β^-	
			88	87,906		90	β^-	28,5 a
39	yttrium	Y	89	88,905	88,905	82...88	β^+, K	
						90...97	β^-	
40	zircon	Zr	90	89,904	91,22	85, 86	K	
			91	90,905		87	β^+	
			92	91,905		88	K	
			94	93,906		89	β^+, K	
			96	95,908		93	β^-	$1{,}5 \cdot 10^6$ a
						95	β^-	64 d
						97...99	β^-	
41	niobium	Nb	93	92,906	92,906	88...92	β^+	
						94...101	β^-	
42	molybdène	Mo	92	91,906	95,94	90, 91	β^+	
			94	93,905		93	K	$3{,}5 \cdot 10^3$ a
			95	94,906		99	β^-	66 h
			96	95,905		101...105	β^-	
			97	96,906				
			98	97,906				
			100	99,908				
43	technétium	Tc	—		—	92...94	K, β^+	
						95, 96	K	
						97	K	
						98...105	β^-	
44	ruthénium	Ru	96	95,908	101,07	93...95	K, β^+	
			98	97,906		97	K	$2{,}6 \cdot 10^9$ a
			99	98,906		103	β^-	
			100	99,903		105...108	β^-	
			101	100,904				
			102	101,904				
			104	103,906				
45	rhodium	Rh	103	102,905	102,905	96...101	K, β^-	
						102	β^+, β^-	
						104...110	β^-	
46	palladium	Pd	102	101,905	106,4	98...101	K, β^+	
			104	103,904		103	K	
			105	104,905		107	β^-	$6{,}5 \cdot 10^6$ a
			106	105,903		109	β^-	

Z	élément	symbole	isotopes stables		masse atomique	isotopes instables		
			A	m		A	rayonnement	période
	palladium (suite)		108 110	107,904 109,904		111...115	β^-	
47	argent	Ag	107 109	106,905 108,905	107,868	102...104 105 106 108 110 111...117	β^+ K β^+, K β^-, β^+ β^-, β^+ β^-	
48	cadmium	Cd	106 108 110...112 114 116	105,906 107,904 115,905	112,40	103...105 107, 109 113 115 117...121	β^+, K K β^- β^- β^-	$9 \cdot 10^{15}$ a
49	indium	In	113 (115	112,904 114,904)	114,82	106...109 110 111 112, 114 115 116...124	β^+ β^+, K K K, β^+, β^- β^- β^-	$6 \cdot 10^{14}$ a
50	étain	Sn	112 114 115 116 117 118 119 120 122 124	111,905 113,903 114,904 115,902 116,903 117,902 118,903 119,902 121,903 123,905	118,69	108...111 113 119 121 123 125...132	K K γ β^- β^- β^-	
51	antimoine	Sb	121 123	120,904 122,904	121,75	112...114 115...118 119 120 122 124...135	β^+ β^+, K K β^+, K β^-, β^+, K β^-	
52	tellurium	Te	120 122 124...126 128 130	119,905 127,905 129,907	127,60	114...118 119, 121 123 127, 129 131...135	β^+, K K K β^- β^-	$1{,}24 \cdot 10^{13}$ a
53	iode	J	127	126,904	126,9044	117...119 120, 121 122 123 124 125 126 128 129 130...139	β^+ β^+, K β^+ K β^+, K K β^-, β^+, K β^+, β^-, K β^- β^-	$1{,}6 \cdot 10^7$ a
54	xénon	Xe	124 126 128 129 130 131 132	123,906 125,904 127.904 128,905 129,904 130,905 131,904	131,3	121 122, 123 125, 127 133, 135 137...141 143, 144	β^+ K, β^+ K β^- β^- β^-	

Z	élément	symbole	isotopes stables		masse atomique	isotopes instables		
			A	*m*		*A*	rayonnement	période
	xénon (suite)	Xe	134 136	133,905 135,907	131,3			
55	césium	Cs	133	132,905	132,905	123...128 129 130 131 132 134 135 136...144	β^+, K K β^+, K, β^- K β^+, K, β^- β^-, β^+ β^- β^-	$2{,}0 \cdot 10^6$ a
56	baryum	Ba	130 132 134...138	129,906 131,905	137,34	123...129 131, 133 139...144	β^+, K K β^-	
57	lanthane	La	(138 139	137,907) 138,906	138,91	126...137 138 140...144	K, β^+ K, β^- β^-	$1{,}1 \cdot 10^{11}$ a
58	cérium	Ce	136 138 140 142	135,907 137,906 139,905 141,909	140,12	131, 132 133 134 135 137, 139 141 143...148	β^+ K, β^+ K β^+, K K β^- β^-	
59	praséodyme	Pr	141	140,907	140,907	135 136...140 142 143...148	β^+ K, β^+ β^-, K β^-	
60	néodyme	Nd	142 143 145 146 148 150	141,907 142,910 144,912 145,913 147,916 149,921	144,24	138 139 140 141 144 147, 149 151	β^+ K, β^+ K K, β^+ α β^- β	$2{,}1 \cdot 10^{15}$ a
61	prométhéum	Pm	—		—	141, 142 143...145 146 147...154	β^+ K β^-, K β^-	145 : 18 a
62	samarium	Sm	144 (147, 148) 149, 150 152 154	143,912 151,919 153,922	150,35	141...143 145 146 147 148 151 153 155...157	K, β^+ K α α α β^- β^- β^-	$5 \cdot 10^7$ a $1{,}3 \cdot 10^{11}$ a $7 \cdot 10^{15}$ a
63	europium	Eu	151 153	150,920 152,921	151,96	144 145...149 150, 152 154...160	β^+ K β^-, β^+, K β^-	
64	gadolinium	Gd	 154 155 156 157	 153,921 154,923 155,922 156,924	157,25	145 146, 147 148 149 150, 152	K, β^+ K α K, α α	152: $1{,}1 \cdot 10^{14}$ a

Z	élément	symbole	isotopes stables		masse atomique	isotopes instables		
			A	*m*		*A*	rayonnement	période
	gadolinium (suite)	Gd	158	157,924	157,25	151, 153	K	
			160	159,927		159	β^-	
						161, 162	β^-	
65	terbium	Tb	159	158,925	158,924	147, 148	β^+	
						149, 151	α, K	
						152...157	K	
						158	K, β^-	
						160...164	β^-	
66	dysprosium	Dy	156	155,924	162,50	149	K	
			158	157,924		150...153	K, α	
						154	α	
			160...164			155	K, β^+	
						157, 159	K	
						165	β^-	
						166, 167	β^-	
67	holmium	Ho	165	164,930	164,93	151...154	α, K	
						155	β^+	
						156, 158	β^+	
						159...163	K	
						164	K, β^-	
						166...170	β^-	
68	erbium	Er	162	161,929	167,26	158	β^+	
			164	163,929		160, 161	K	
			166...168			163, 165	K	
			170	169,935		169, 171	β^-	
						172	β^-	
69	thulium	Tm	169	168,934	168,934	161...168	K	
						170...176	β^-	
70	ytterbium	Yb	168	167,934	173,04	164, 165	β^+, K	
			170...174			166, 167	K	
			176	175,943		169	K	
						175, 177	β^-	
71	lutécium	Lu	175	174,941	174,97	167...173	K	
			(176	175,943)		174	K, β^-	
						176	β^-	$3{,}3 \cdot 10^{10}$ a
						177...180	β^-	
72	hafnium	Hf	176...180		178,49	168...170	β^+, K	
						171...173	K	
						174	α	$2 \cdot 10^{15}$ a
						175	K	
						181...184	β^-	
73	tantale	Ta	180	179,948	180,948	172	β^+	
			181	180,948		173	K	
						174	β^+	
						175...177	K	
						178	K, β^+	
						179	K	
						182...186	β^-	
74	wolfram	W	180	179,947	183,85	176	K, β^+	
			182...184			177...179	K	
			186	185,954		181	K	
						185	β^-	
						187, 188	β^-	
75	rhénium	Re	185	184,953	186,2	177	β^+	
			(187	186,956)		178...184	K	
						186...191	β^-	$187 : 5 \cdot 10^{10}$ a
76	osmium	Os	184	183,953	190,2	181...183	K	

Z	élément	symbole	isotopes stables		masse atomique	isotopes instables		
			A	m		A	rayonnement	période
	osmium (suite)	Os	187...190		190,2	185	K	
						186	α	$2 \cdot 10^{15}$ a
			192	191,96		191	β^-	
						193...195	β^-	
77	iridium	Ir	191	190,96	192,2	182...190	K	
			193	192,96		192	β^-, K	
						194...198	β^-	
78	platine	Pt			195,09	184...189	K	
			192	191,96		190	α	$7 \cdot 10^{11}$ a
			194...196			191...193	K	
			198	197,97		197	β^-	
						199...201	β^-	
79	or	Au	197	196,97	196,967	185...195	K	
						196	K, β^-	
						198...203	β^-	
80	mercure	Hg	196	195,97	200,59	185...195	K	
			198...202			197	K	
			204	203,97		203	β^-	
						205, 206	β^-	
81	thallium	Tl	203	202,97	204,37	191...202	K	
			205	204,97		204, 206	β^-	
						207	β^-	4,79 min (AcC'')
						208	β^-	3,1 min (ThC'')
						209	β^-	2,2 min
						210	β^-	1,32 min (RaC'')
82	plomb	Pb			207,19	194...203	K	
			206	205,97		204	α	$1{,}4 \cdot 10^{17}$ a
			207	206,98		205	K	$1{,}4 \cdot 10^{7}$ a
			208	207,98		209	β^-	3,3 h
						210	β^-	19,4 a (RaD)
						211	β^-	36,1 min (AcB)
						212	β^-	10,6 h (ThB)
						214	β^-	26,8 min (RaB)
83	bismuth	Bi	209	208,98	208,980	196, 199	K, α	
						200	K	35 min
						201	K, α	62 min
						202	K	95 min
						203	K, β^+	12 h
						204...208	K	
						210	β^-, α	5,0 d (RaE)
						211	β^-, α	2,15 min (AcC)
						212	β^-, α	60,5 min (ThC)
						213	β^-, α	47 min
						214	β^-, α	19,7 min (RaC)
						215	β^-	8 min
84	polonium	Po	—			192...196	α	
						197...209	K, α	
						210	α	138,4 d (Po)
						211	α	0,5 s (AcC')
						212	α	$3 \cdot 10^{-7}$ s (ThC')
						213	α	$4{,}2 \cdot 10^{-6}$ s
						214	α	$1{,}6 \cdot 10^{-4}$ s (RaC')
						215	α, β^-	$1{,}8 \cdot 10^{-3}$ s (AcA)
						216	α	0,158 s (ThA)
						218	α, β^-	3,05 min (RaA)
85	astate	At	—			198, 200	α	
						201...208	K, α	
						209	K, α	5,5 h

Z	élément	symbole	isotopes stables		masse atomique	isotopes instables		
			A	m		A	rayonnement	période
	astate (suite)	At				210	K, α	8,3 h
						211	K, α	7,2 h
						212	α	0,22 s
						214	α	$2 \cdot 10^{-6}$ s
						215	α	10^{-4} s
						216	α	$3 \cdot 10^{-4}$ s
						217	α, β^-	0,02 s
						218	α, β^-	1,3 s
						219	α, β^-	0,9 min
86	radon	Rn	—		222	206...208	K, α	
						209	K, α	30 min
						210	α, K	2,4 h
						211	K, α	16 h
						212	α	23 min
						213	α	$2 \cdot 10^{-2}$ s
						215	α	10^{-6} s
						216	α	$4 \cdot 10^{-5}$ s
						217	α	$5 \cdot 10^{-4}$ s
						218	α	0,019 s
						219	α	3,92 s (An)
						220	α	54,5 s (Tn)
						221	β^-, α	25 min
						222	α	3,825 d (Rn)
						223, 224	β^-	
87	francium	Fr	—		—	212	K, α	19 min
						214...221	α	
						222	β^-, α	14,8 min
						223	β^-, α	22 min (AcK)
88	radium	Ra	—		226,05	213	α, K	2,7 min
						215	α	$1,6 \cdot 10^{-3}$ s
						219...222	α	
						223	α	11,68 d (AcX)
						224	α	3,64 d (ThX)
						225	β^-	14,8 d
						226	α	1620 a (Ra)
						227	β^-	41,2 min
						228	β^-	6,7 a (MsTh1)
						229	β^-	1 min
						230	β^-	1 h
89	actinium	Ac	—		227	221, 222	α	
						223, 224	α, K	
						225	α	10,0 d
						226	β^-, K	29 h
						227	β^-, α	22 a (Ac)
						228	β^-	6,13 h (MsTh2)
						229...231	β^-	
90	thorium	Th	(232	232,04)	232,038	223...226	α	
						227	α	18,17 d (RdAc)
						228	α	1,910 a (RdTh)
						229	α	7300 a
						230	α	$8,0 \cdot 10^4$ a (Io)
						231	β^-	25,64 h (UY)
						232	α	$1,4 \cdot 10^{10}$ a (Th)
						233	β^-	22,4 min
						234	β^-	24,10 d (UX 1)
						235	β^-	< 5 min
91	protactinium	Pa	(231	231,04)	—	224...226	α	
						227...229	α, K	

Z	élément	symbole	isotopes stables		masse atomique	isotopes instables		
			A	m		A	rayonnement	période
	Protactinium (suite)	Pa			–	230	K, β^+, β^-	17 d
						231	α	$3{,}25 \cdot 10^4$ a (Pa)
						232	β^-	1,31 d
						233	β^-	27,0 d
						234	β^-	6,66 h (UZ) / 1,2 min (UX 2)
						235...237	β^-	
92	uranium	U	(234	234,04)	238,03	227...229	α, K	
			(235	235,04)		230	α	20,8 d
			(238	238,05)		231	K, α	4,3 d
						232	α	73,6 a
						233	α	$1{,}62 \cdot 10^5$ a
						234	α	$2{,}52 \cdot 10^5$ a (UII)
						235	α	$7{,}1 \cdot 10^8$ a (AcU)
						236	α	$2{,}39 \cdot 10^7$ a
						237	β^-	6,75 d
						238	α	$4{,}51 \cdot 10^9$ a (UI)
						239	β^-	23,54 min
						240	β^-	14,1 h
93	neptunium	Np	—		—	229...231	α	
						232...235	K	
						236	K, β^-	22 h
						237	α	$2{,}2 \cdot 10^6$ a
						238...241	β^-	
94	plutonium	Pu	—		—	232...235	K, α	
						236	α	2,85 a
						237	K, α	45 d
						238	α	86,4 a
						239	α	$2{,}4 \cdot 10^4$ a
						240	α	$6{,}6 \cdot 10^3$ a
						241	β^-, α	13,0 a
						242	α	$3{,}8 \cdot 10^5$ a
						243	β^-	5,0 h
						244	α	$7{,}6 \cdot 10^7$ a
						245, 246	β^-	
95	américium	Am				237...240	K	
						241	α	458 a
						242	β^-, K	152 a
						243	α	7400 a
						244...246	β^-	
96	curium	Cm	—		—	238, 239	K	
						240	α	26,8 d
						241	K, α	35 d
						242	α	162,5 d
						243	α, K	35 a
						244	α	17,6 a
						245	α	9320 a
						246	α	5500 a
						247	α	$> 4 \cdot 10^7$ a
						248	α	$4{,}7 \cdot 10^5$ a
						249	β^-	64 min
						250	α, sp. Sp.	$1{,}1 \cdot 10^4$ a
97	berkélium	Bk	—		—	243...245	K, α	
						246	K	1,8 d
						247	α	1380 a
						248...250	β^-	
98	californium	Cf	—		—	242...244	α	
						245	K, α	44 min

Z	élément	symbole	isotopes stables		masse atomique	isotopes instables		
			A	m		A	rayonnement	période
	californium (suite)	Cf				246	α	35,7 h
						247	K	2,5 h
						248	α	333 d
						249	α	350 a
						250	α	13 a
						251		900 a
						252	α	2,6 a
						253	β^-	17 d
						254	spont. Spalt.	60 d
99	einsteinium	Es	—			246	α	7,3 min
						248...251	K, α	
						252	α	401 d
						253	α	20 d
						254	α	276 d
						255	β^-	24 d
100	fermium	Fm	—			245, 246	α	
						247	K, α	
						248	α	
						249	K, α	
						250	α	30 min
						251	K, α	5 h
						252	α	22 h
						253	K, α	3 d
						254	α	3,2 h
						255	α	21 h
						256	spont. Spalt.	2,6 h
						257	α	100,5 d
101	mendélévium	Md	—			252...254	K	
						255	K, α	30 min
						256	K	≈ 1,5 h
						257	α	5 h
102	nobélium	No	—			251...254	α	
						255	α	185 s
						256, 257	α	
103	lawrencium	Lr	—			255	α	22 s
						256	α	31 s
						257	α	0,6 s
104	rutherfordium	Ku	—			257, 259	α	0,3 s
						260	spont. Spalt.	

Physique atomique

Unité de masse atomique u	$= 1{,}660\,53 \cdot 10^{-27}$ kg
	$= 931{,}502$ MeV
Charge élémentaire e	$= 1{,}602\,189 \cdot 10^{-19}$ C
Électron	
Masse au repos m_e	$= 9{,}109\,534 \cdot 10^{-31}$ kg
	$= 5{,}485\,92 \cdot 10^{-4}$ u
Énergie au repos $m_e c^2$	$= 0{,}511\,004$ MeV
Rayon r_e	$= 2{,}817\,94 \cdot 10^{-15}$ m
Charge massique e/m_e	$= 1{,}758\,803 \cdot 10^{11}$ C · kg^{-1}
Longueur d'onde Compton λ_c	$= 2{,}426\,11 \cdot 10^{-12}$ m
Moment magnétique μ_e	$= 1{,}001\,159\,596\,\mu_s$
Neutron	
Masse au repos m_n	$= 1{,}674\,92 \cdot 10^{-27}$ kg
	$= 1{,}008\,665\,4$ u
Énergie au repos $m_n c^2$	$= 9{,}395\,53 \cdot 10^{2}$ MeV
Moment magnétique μ_n	$= -1{,}913\,148\,\mu_s$
Proton	
Masse au repos m_p	$= 1{,}672\,614 \cdot 10^{-27}$ kg
	$= 1{,}007\,276\,6$ u
Énergie au repos $m_p c^2$	$= 9{,}382\,59 \cdot 10^{2}$ MeV
Moment magnétique μ_p	$= 2{,}792\,763\,\mu_s$
Charge massique e/m_p	$= 9{,}579\,942 \cdot 10^{7}$ C · kg^{-1}
Longueur d'onde Compton λ_c	$= 1{,}321\,441 \cdot 10^{-15}$ m
Constante de Planck h	$= 6{,}626\,196 \cdot 10^{-34}$ J · s
Constante de Boltzmann k	$= 1{,}380\,66 \cdot 10^{-23}$ J · K^{-1}
Magnéton de Bohr μ_s	$= 9{,}274\,08 \cdot 10^{-24}$ A · m^2
Magnéton nucléaire μ_N	$= 5{,}050\,8 \cdot 10^{-27}$ A · m^2
Constante de Rydberg R_H	$= 1{,}097\,373\,1$ m^{-1}
Constante de Stefan-Boltzmann σ	$= 5{,}669\,7 \cdot 10^{-8}$ W · m^{-2} · K^{-4}
Rayon de Bohr a_0	$= 5{,}291\,77 \cdot 10^{-11}$ m
Constante de Zeemann μ_s/hc	$= 4{,}668\,58$ m^{-1} · T^{-1}

Physique générale

Constante gravitationnelle G	$= 6{,}670 \cdot 10^{-11}$ N · m^2 · kg^{-2}
Volume molaire gazeux (C.N.T.P.) V_0	$= 2{,}241\,36 \cdot 10^{-2}$ m^3 · mol^{-1}
Constante des gaz parfaits R	$= 8{,}314\,34$ J · K^{-1} · mol^{-1}
Nombre d'Avogadro N_A	$= 6{,}022\,045 \cdot 10^{23}$ mol^{-1}
Constante de Faraday $F = N_A e$	$= 9{,}648\,67 \cdot 10^{4}$ C · mol^{-1}
Vitesse de la lumière dans le vide c	$= 2{,}997\,925 \cdot 10^{8}$ m · s^{-1}
Permittivité du vide ε_0	$= 8{,}854\,19 \cdot 10^{-12}$ S.I.
Perméabilité du vide $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ S.I.	$= 1{,}256\,637 \cdot 10^{-6}$ S.I.

Index

absorption
  de rayonnement 33, 55
  résonante 91
accélérateur(s) 201
  à cavité résonante 185
  à tension continue 183
  circulaires 189
  de Cockroft-Walton 183
  électrostatiques 183
  FFAG 201
  linéaire d'ions 185, 187
  principe 179
  Van-de-Graaff 183
accepteur 53
actinides 37
activité 77
  spécifique 77
âge (théorie de l') 211
alcalins 37, 39
amplitude de transition 29
anion 13
anneau de stockage 201
annihilation 123
anode 13
antinucléon 123
antiparticule 111
atome(s) 11
  propriétés magnétiques 45
  à plusieurs électrons 41
augmentation de masse relativiste 193
Avogadro (nombre d') 11

bande
  de conduction 53, 151
  de valence 53, 151
barre
  de commande 203
  de contrôle 203
  de pilotage 203
barrière coulombienne 95, 227
baryon 111
bêtatron 189, 199
Bethe (formule de) 125
bolomètre 59
Boltzmann
  constante de 11, 250
  équation 207
bombe
  à hydrogène (bombe H) 231
  à fission 231
  à fusion 231
  atomique 231
boson 25
Bragg (loi de) 63
buckling 213
buncher 187

capture
  de neutrons 95
  électronique 81
carte des nucléides 68
cascade de particules 129
cathode 13
cation 13
cellule-grille 215
cercle de focalisation 63
Cerenkov 129
  détecteurs 153
  rayonnement 129
chambre
  à brouillard 173, 175, 177
  à bulles 175, 177
  à diffusion 173
  à étincelles 155
  à ionisation 63, 141
  de Wilson 173
champs de mésons 29
charge 13, 113
  baryonique 115
  électrique 113
  électrique élémentaire 13, 250
choc 125
  de 1re espèce 33
  de 2e espèce 33
  élastique 209
chopper 167
circuit de refroidissement 203
classification périodique des éléments (principe de construction) 35, 37
coefficient
  d'absorption 131
  de cohésion 73
  de conversion interne 91
  de température 219
cœur
  de l'atome 39
  du réacteur 203
coïncidence 157
combustible 203
complexion 27
compteur
  à scintillation 147
  à semi-conducteur 63, 151
  autocoupeur 145
  d'émission 145
  non autocoupeur 145
  proportionnel 143
Compton (effet) 17, 129
condition critique 205, 213
conducteur métallique 53
conductibilité électrique 53
conservation 115
constante(s) 250
  de Boltzmann 250
  de Rydberg 31
conversion interne 91
corrélation bêta-gamma 87
couche 37
couplage
  de Russel-Sanders 41
  J-J 41, 101
  L-S 101
cristal 51
critère de Lawson 229
criticité 205
cycle
  d'accélération 189
  neutronique 225
cyclotron 191, 193
  AVF 193
  isochrone 193

déchets 219
découverte de particules élémentaires 177
dee 191
défaut de masse 73
déflexion multiple 175
dégénérescence des niveaux d'énergie 23
degré de focalisation 169
densité de ralentissement 209
densité neutronique 207
déplacement isomérique 161
désintégration
  alpha 77, 79
  bêta 79, 81, 83
  bêta moins 81
  bêta plus 81
  bêta, théorie de Fermi 81
détecteurs 177
  à étincelles 155
  Cerenkov 153
  de rayonnement 139
  gamma 159
deutéron 109
déviation par des champs électrique et magnétique 13
diagramme
  de Feymann 29, 117
  de Fortrat 49
  de Kurie 83
diffraction 17, 171
  de la lumière par une fente 19
  des électrons 17
diffusion 207
  angle de 13
  cohérente et incohérente 137
  de Mott 87
  des groupes (méthode) 211
  des rayons X par les cristaux 11
  Thomson 131
Dirac (théorie de) 123
discontinuités d'absorption 43
dislocations 51
dispersion 127
distance réticulaire 51
distribution angulaire 131

domaine de proportionnalité 143
donneur 53
dose de rayonnement 233
dynamique du réacteur 217
dynode 149
dzêta (machine) 229

EBR (efficacité biologique relative) 233
écran 203
effet(s)
  biologiques des rayonnements 233
  Cerenkov 129
  Compton 17, 129
  Einstein-De Haas 45
  Mössbauer 161
  Paschen-Back 45
  photoélectrique 15, 131
  Raman 67
  thermo-ionique 181
  tunnel 23
  Zeeman 45
électrodynamique quantique 29
électrolyse 13
électron 111
  de valence 39, 41
  libre 13
  optique 39, 41
électronvolt 15
électrostriction 51
élément(s)
  chimique 11
  fertile 219
  de transition 37
  liste alphabétique 35
émission
  de rayonnement 33, 55
  gamma 89
  induite 55
  spontanée 55
  stimulée 55
empoisonnement 219
émulsions nucléaires 173
  mesures par 175
énergie
  au repos 250
  d'ionisation 34, 57
  de Fermi 27
  de liaison 73
  de seuil 93
équation
  de Boltzmann 207
  de diffusion 207
  de Schrödinger 21, 23, 31
équilibre neutronique 203
espace de phase 27
état métastable 33
états des électrons dans les cristaux 53
étrangeté *S* 115
étude aux rayons X des structures cristallines 67
évaporation des nucléons 107
exciton 147
expérience
  de Franck et Hertz 57
  de Goldhaber 87
  de Millikan 13
  de Stern et Gerlach 45
  de diffusion 75
  de Wu 85

facteur
  de fission rapide 205
  de Landé 29, 45
  de multiplication 205
  de régénération 205
Fermi (âge de) 211
fermion 25, 113
fertile 219
fission nucléaire 97
fluorescence sensibilisée 33
flux
  neutronique 207
  scalaire neutronique 207
  vectoriel neutronique 207
focalisation 169, 171, 189, 191, 195
  AG 199
  condition 189
  électrique 189, 191
  magnétique 189, 191
fonction de Konopinski 83
fonctions propres 21
forces
  centrales 75
  de champ 75
  d'échange 75
  nucléaires 75
  nucléaires (portée des) 101
forme de l'impulsion 143
formule des quatre facteurs 205
Fourier (analyse de) 19
Franck-Condon (principe de) 49

gamma (détecteur) 159
gaz de Fermi (modèle du) 105
gaz rares 37
Geiger et Nuttal (loi de) 79
Geiger-Müller (compteur) 155
grandeurs conjuguées canoniques 19
Gray 233

hadron 113
halogènes 37
hamiltonien 19, 21
hauteur d'impulsion 143, 149
hodographe 155
hydrogène 31
hyperfine (structure) 161
hypéron 111

impuretés 51
indépendance de charge 75
indices de Miller 51
injection 199
interaction 113
  de Fermi 83
  de Gamow-Teller 87
  entre noyaux 125
  matière-rayonnement 55
interférence
  constructive 61
  destructive 61
interférogramme 61
interféromètre 61
  à réseau par réflexion 61
  de Fabry-Pérot 61
  de Michelson 61
invariance 117, 119
inversion de population 55
ionisation 33
ions 13
isobares 69
isolant 53
isospin 117
isotones 69
isotopes 69

jonction *pn* 151

kaon 111
klystron 65, 185

lacunes 51
Lamb shift 29
lanthanides 37
largeur
  des états excités 95
  naturelle des raies 161
laser 55
lepton 111
léthargie 209
liaison
  covalente 47
  hétéropolaire 47
  homopolaire 47
  ionique 47
loi
  de désintégration 77
  de Moseley 43
lois de conservation 115
longueur d'onde de Compton 17
longueur de diffusion 213
lumière 15

machine dzêta 229
macroétat 27
magnéton de Bohr 45

maille élémentaire 51
maser 55
masse
  atomique 11
  au repos 250
  moléculaire 11
material-buckling 213
mécanique
  de Hamilton 19
  quantique 19, 21
méson 111
  pi 157
mesure des énergies d'excitation 57
mesures électrolytiques 11
méthodes de mesure 57-67
microétat 27
micro-ondes 65
microtron 193
modèle
  collectif 103
  de Bohr de l'atome d'hydrogène 31
  de l'atome de Bohr 43
  des bandes 151
  du gaz de Fermi 107
  du noyau composé 95
  du noyau optique 105
  en couche 99, 101
  nucléaire 99
  vectoriel de l'atome 41
modérateur 203
modulation de fréquence 195
mole 11
molécule 11, 47-49
moment
  magnétique 45, 71
  quadripolaire 103
mouvement brownien 11
multiplicateur de tension 183
multipolarité des transitions radiatives 89
neutrino 81, 111
neutron 69, 135
  détecteur de 163, 165
  différé 97
  rapide 97
  ralentissement - diffusion 207, 209, 211
niveau(x)
  excité 95
  lié 95
  d'énergie nucléaire 89
nombre
  d'Avogadro 250
  de baryon 115
  d'électron 115
  de muon 115
  d'ordre (spectres) 59
nombre quantique 23
  de spin 31
  effectif 39
  interne 39
  magnétique 31
  orbital 31
  principal 31, 39
nombres magiques 99
noyau
  atomique 69
  charge du 69
  composé (modèle du) 95
  constituants du 69
  du réacteur 203
  optique (modèle du) 105
  masse du 69
  miroirs 75
  rayon du 69
nucléides 234-237
nucléon(s) 69, 111
numéro
  atomique 37
  d'ordre (éléments) 35

ondes 17
  à haute fréquence 65
  de De Broglie 17, 19, 53
  radio 15
opérateur 21
  de Hamilton 21
orthohydrogène 71
oscillateur harmonique 23

paire électron-positon 123
palier de comptage 145
parabole
  méthode de 171
  de Condon 49
parahydrogène 71
paramètres du réseau 51
parcours moyen 125, 127
parité 85
  changement de 89
  impaire 85
  paire 85
particule 17
  alpha 13
  chargée à haute énergie 129
  élémentaire 111
  libre 23
  lourde 125
  virtuelle 119
Penning (source d'ions) 181
période
  du réacteur 217
  radioactive 77
phases 185
phonon 51
photocathode 149
photoionisation 33
photomultiplicateur 147, 149
photon 15, 111
physique des molécules 47
physique nucléaire 69-97
piézoélectricité 51
pilotage du réacteur 219
pion 111
plan réticulaire 51
Planck
  constante de 250
  loi de rayonnement de 15, 27
  quantum d'action de 15, 17
plasma 227, 229
  instabilité du 229
polarisation 129
  circulaire 87
  des électrons 85
  des neutrinos 87
pompage optique 55
popularisation longitudinale 87
population 55
positon (positron) 123
positronium 123
potentiel 99, 105, 109
pouvoir linéique de ralentissement 125
pouvoir massique de ralentissement 125
pouvoir relatif de ralentissement 125
précession de Larmor 45
principe
  d'indiscernabilité 25
  de Pauli 25, 27, 41
probabilité
  d'émission 89
  de fuite résonante 205
  de séjour 205
production de paires 131
produit $f\tau$ 83
propagateur 29
proportions multiples (loi des) 11
propriétés magnétiques de l'atome 45
proton 69, 111
puissance du ralentisseur 209
puits de potentiel 23

quadripôle magnétique 187
quanta de rayonnement 15
quantification spatiale 45
quark 69, 121

radioactivité 77
  naturelle 77
radioprotection 233
radiotoxicité 233
ralentissement des neutrons 203, 209
rapport gyromagnétique 29, 45
rayon(s)
  atomique 34
  canaux 13
  cathodiques 12

gamma 15
X 15, 43
rayonnement
Cerenkov 129
de freinage 33, 43, 127
du corps noir 15
électromagnétique 15
gamma 131
Röntgen 131
synchrotron 197
réacteurs 202-225
combustibles 203
composants 203
criticité 217
de puissance 223
de recherche 221
eau bouillante 223
eau sous pression 223
graphite 223
hétérogène 215
piscine 221
réservoir d'eau lourde 221
sous-critique 217
uranium naturel - graphite 221
réaction
de fusion 227
en chaîne 203
nucléaire (avec les neutrons) 93, 135
thermonucléaire 227, 229
réactivité 205, 217
recombinaison
à trois corps 33
radiative 33
réflecteur 203
règle
de sélection 39, 83, 89, 103
de Feynman 29
relation d'incertitude 19
rendement du ralentisseur 209
renormalisation 29
répartition du flux 215
réseau
cristallin 51
de Rowland 59
réciproque 53, 67
résidus 219
résonance 95, 111, 121, 135, 197
magnétique nucléaire 71
paramagnétique électronique 65
résonateur à cavité résonante 185
Röntgen 233
rayonnement 131
rotateur rigide 23
Rydberg (constante de) 31, 250

saturation 75
Schüler-Schmidt (diagramme de) 101
scintillateur
inorganique 147
liquide 149
organique 147
plastique 149
section efficace 93, 131
macroscopique 207
semi-conducteur 53
série
de Balmer 31
de Brackett 31
de Lyman 31
de Paschen 31
de Pfund 31
radioactive 77
seuil de fission 97
source
haute fréquence 181
d'électrons 181
de rayonnements 179
d'ions 181
sous-couche 37
spectre
d'absorption 50
de bandes 49
de l'atome d'hydrogène 31
d'émission 59
de rayons X 15, 43
de rayonnement de freinage 43, 129
des alcalins 39
du rayonnement alpha 79
moléculaire 49
rotationnel 103
spectrographe
à prisme 59
à réseau 59
spectromètre 139
à cristal plan 63
à cristaux courbes 63
à double cristal 63
Compton 159
de masse 171
gamma 159
magnétique 169
optique 59
superhétérodyne 65
spectroscopie
de neutrons 167
des hautes fréquences 65
des micro-ondes 65
des rayons X 63
spin 25, 71, 113
stabilité
de phases 185, 197
radiale 187
statistique 27
de Bose-Einstein 27
de Fermi-Dirac 27
de Maxwell-Boltzmann 27
steamers 155
stellarator 229
straggling 127
structure
double des raies spectrales 39
fine 43
hyperfine 71
surgénérateurs ou surrégénérateurs 219
rapides 225
thermiques 225
susceptibilité 45
symétrie de charge 75
synchrocyclotron 195
synchrotron 197, 199
table des nucléides 238-249

Tcherenkhov (voir Cerenkov)
temps de vol 167
temps mort 145
termes spectraux 39
théorie
cinétique des gaz 11
des quanta 17-29
quantique des champs 29
traces de particules 175
transition multipolaire électrique et magnétique 89
transitions
électroniques 49
interdites 83
permises 83
rotationnelles 49
super-permises 83
vibrationnelles 49
vibroniques 49
travail d'extraction 15
tube d'accélération 183

utilisation thermique 205

valence 13, 37
valeurs propres 21
vertex 29
vibrations
acoustiques 51
optiques 51
violation de la parité (expériences) 87
volume critique 213

Wilson (chambre de) 173
Woods et Saxon (approximation du potentiel de) 105

zones de Brillouin 53

Composition : Nord Compo

Dépôt légal Éditeur : 16708-11/2001
Édition 1
ISBN 2-253-13029-X
Imprimé en Italie par « La Tipografica Varese S.p.A. » – Varese

Si le concept d'atome a été développé par les philosophes grecs de l'Antiquité, c'est seulement à la fin du XIX[e] siècle, lorsqu'on a démontré la discontinuité de la matière, que la physique atomique a pris son véritable essor.

Son développement considérable au XX[e] siècle, intimement lié à celui de la mécanique quantique, a contribué à des avancées technologiques essentielles (lasers, horloges atomiques, etc.), tout en ouvrant un vaste champ de recherches fondamentales auxquelles sont rattachés les noms de physiciens de génie : M. Planck, A. Einstein, E. Rutherford, N. Bohr, W. Heisenberg, E. Schrödinger, M. Born, P. Dirac et, plus récemment, R. Feynman, T. Shinichiro et J. Schwinger.

La physique atomique et nucléaire, également à l'origine de la résonance magnétique dont on connaît les applications analytiques et médicales (I.R.M.), apporte aussi, avec les centrales nucléaires, une réponse aux problèmes énergétiques posés par l'épuisement des énergies fossiles.

Née il y a 2 500 ans, cette science vivante est donc vouée à se développer encore longtemps et brillamment : en 1997, elle a valu le prix Nobel de physique au Français C. Cohen-Tannoudji et aux Américains S. Chu et W. D. Phillips.

Aperçu du contenu de l'ouvrage :

- Premières découvertes : atome et molécules, électrons et ions, rayonnement électromagnétique ;
- Théorie des quanta : ondes et particules, mécanique quantique…
- Nuage électronique de l'atome, molécule ;
- Méthodes de mesure ;
- Physique nucléaire, modèles nucléaires, particules élémentaires, interaction ;
- Détecteurs, sources ;
- Réacteurs, bombes atomiques ;
- Radioprotection ;
- Carte des nucléides, table des isotopes, index.

9 782253 130291 31/3029/1